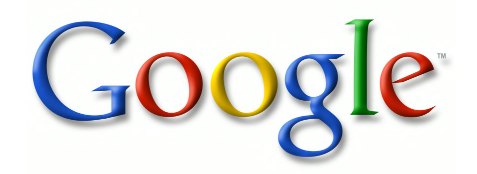
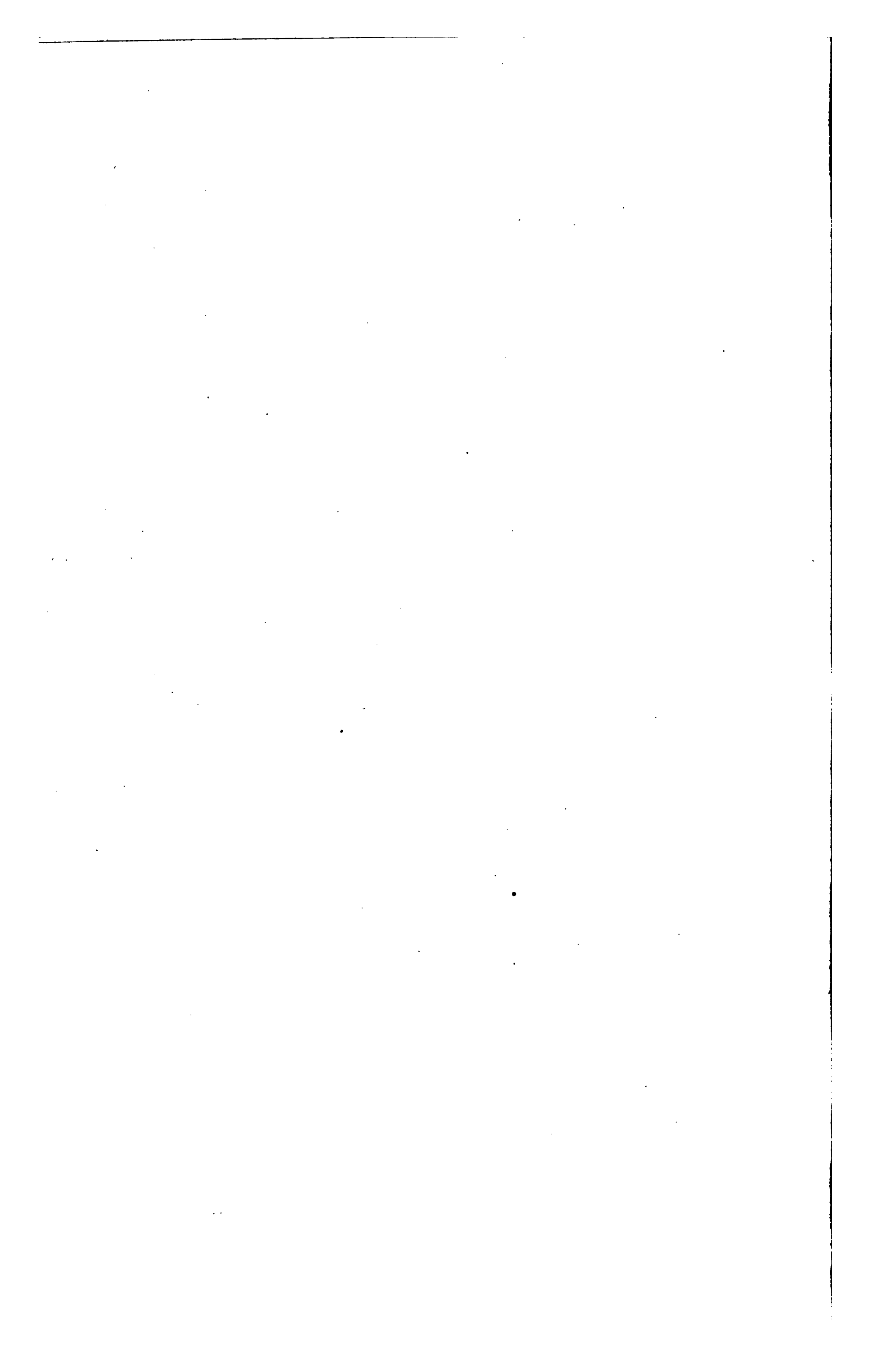



VE RI
TAS



BEIBLÄTTER

ZU DEN

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

HERAUSGEGEBEN

UNTER MITWIRKUNG BEFREUNDETER PHYSIKER

VON

G. WIEDEMANN.

BAND II.



LEIPZIG, 1878.
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Inhalt.

Die am Schlusse eines jeden Abschnittes aufgeführten Namen beziehen sich auf die nicht referirten Arbeiten.

Allgemeine Physik.

Dichte.

Molecularphysik.

Dissociation.

Maass und Messen.

Mechanik.

Hydrodynamik.

Aerostatik und Aerodynamik.

Elasticität und Schwingungen fester Körper.

Cohäsion.

Capilarität. Reibung.

Eigenschaften der Krystalle.

Löslichkeit und Diffusion (von Flüssigkeiten und Gasen). Uebersättigte Lösungen.

Radiometer.

Physik der Erde etc.

Akustik.

Wärmelehre.

Theorie der Wärme.

Ausdehnung.

Quellen der Wärme.

Wärmeleitung.

Aenderung des Aggregatzustandes u. Compressibilität.

Specifische Wärme.

Leitung.

Strahlung.

Optik.

Fortpflanzungsgeschwindigkeit, Reflexion und Brechung.

Spectrum. Absorption.

Drehung der Polarisationsebene.

Chemische Wirkungen des Lichtes.

Electrostatik.

Galvanische Ketten.

Electromotorische Kraft und Widerstand.

Galvanische Apparate.

Electrolyse und Polarisation.

Thermoelectricität.

Magnetismus.

Magnetische Drehung der Polarisationsebene.

Electromagnetismus.

Induction.

Telephon und Mikrophon.

Anwendungen der Electricität.

Geschichte. Gedächtnissreden etc.

Lehrbücher.

1878. BEIBLÄTTER № 1.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. *O. Lehmann. Ueber das Wachsthum der Krystalle* (Z. S. f. Krystgr. I. p. 453—496. Taf. XIX—XXII. 1877.).

Die Bedingungen, unter denen sich eine Substanz krystallinisch ausscheidet, sind die folgenden sechs: 1) Ausfällung durch Entziehung des Lösungsmittels; 2) Ausfällung durch chemische Reagentien; 3) Erstarren der geschmolzenen Masse; 4) Condensation des Dampfes; 5) Umwandlung fester physikalisch isomerer Modificationen; 6) electrolytische Ausscheidungen. Die ersten 4 Fälle sind nicht wesentlich von einander verschieden, indem die Ausfällung durch chemische Reagentien nur dann krystallinisch erfolgt, wenn der betreffende Niederschlag in einer der beiden zusammengebrachten Flüssigkeiten etwas löslich ist. Die Krystallbildung beim Erstarren geschmolzener Massen und bei der Sublimation reduciren sich gleichfalls auf 1), wenn man mit dem Verfasser annimmt (cf. Beibl. I. p. 481), dass der feste, flüssige und gasförmige Zustand eines Körpers physikalisch verschiedenen Modificationen desselben entsprechen. Dabei ist die feste mit der flüssigen und gasförmigen mischbar. Dagegen tragen Fall 5) und 6) einen wesentlich anderen Charakter, und es werden daher zunächst die Gesetze der Krystallisation gelöster Substanzen infolge der Entziehung des Lösungsmittels gesucht und erklärt.

Dazu wurden vor allem die Verhältnisse untersucht, wo Anomalien der Form und der Structur auftreten, dagegen diejenigen übergangen, bei denen sich regelmässige Krystalle ausbilden.

Die im ersten Fall sich zeigenden Gebilde, die sogenannten Wachsthumsformen oder Krystallskelete, sind

bei den regulären Krystallen der Chloride von Kalium, Natrium und Ammonium eingehend von Knop untersucht worden. Bei in anderen Systemen krystallisirenden Substanzen sind bisher nur einzelne Beobachtungen bekannt.

Die Versuche mussten unter dem Mikroskop angestellt werden, und diente zum Erwärmen die früher (Beibl I. p. 482) besprochene Vorrichtung. Um die beim Zusammenbringen chemischer Reagentien auftretenden Niederschläge zu studiren, legt man zuerst das Deckglas auf das Objectglas, bringt dann auf die eine Seite einen so grossen Tropfen der einen Flüssigkeit, dass er sich gerade bis in die Mitte des capillaren Raumes zwischen beide hineinzieht; dann auf die andere Seite so viel der zweiten, dass dieselbe die zuerst eingebrachte zu verdrängen sucht.

Folgende Substanzen wurden untersucht:

1) Salmiak. 2) Salpetersaurer Baryt. 3) Chlornatrium. 4) Chlorsilber. 5) Phosphor. 6) Kupferchlorür. 7) Salpetersaures Ammoniak. 8) Kupferchlorid-Chlorammonium. 9) Kampher. 10) Kali-, Natron- und Ammoniaksalpeter. 11) Jod. 12) Rhombischer Kali- und Ammoniaksalpeter. 13) Salpetersaures Silber. 14) Uebermangansaures Kali. 15) Ferridcyankalium. 16) Chlorsaures Kali. 17) Eisenvitriol. 18) Kupfervitriol.

Aus Beobachtungen an diesen Körpern, die in verschiedenen Lösungsmitteln gelöst waren, und deren Lösungen eventuell zähe Substanzen zugesetzt wurden, ergab sich folgendes empirische Gesetz:

„Ist eine Substanz in einer Flüssigkeit gelöst, und scheidet sie sich infolge der Entziehung des Lösungsmittels in Krystallen aus, so nehmen diese eine um so unregelmässigere Gestalt an, je rascher ihre Bildung vor sich geht, je zäher die Lösung und je schwieriger die Substanz selbst löslich ist. Statt dass sich nämlich der Krystall, wie bei normalem Wachsthum durch ebene Flächen begrenzt, die nirgends einspringende Winkel bilden, treten in diesem Falle die Ecken sehr bald weit über die übrige Masse hervor und zwar mit abnehmend beschleunigter Geschwindigkeit. Weiter setzen sich an die hierdurch ent-

standenen Aeste secundäre an, an diese wieder tertiäre u. s. f., so dass nun der Krystall entweder nur von krummen Flächen begrenzt wird, oder von solchen ebenen, welche auch einspringende Winkel bilden. Die Structur bleibt hierbei durchaus regelmässig; denn stellt man die Bedingungen des normalen Wachsthums (also etwa langsamere Ausscheidung) her, so füllen sich die Lücken bald wieder aus, und es entsteht aus dem anfänglichen Krystallskelet ein vollkommen regelmässiger Krystall, der sich höchstens durch zufällig übrig gebliebene Höhlungen (Flüssigkeitseinschlüsse) von einem normal gewachsenen unterscheidet. Aendern sich die Umstände derart, dass der Krystall seinen Habitus wechselt, so hat dies immer auch eine Aenderung der Axen stärksten Wachsthums zur Folge, in dem Sinne, dass stets die Stellen stärkster Zuschärfung Stellen intensivsten Wachsthums bilden."

Der Verfasser zeigt, dass zur Erklärung der Aggregation der Globuliten[1]) keineswegs die Annahme von mit polarer Attractionskraft begabten Krystallembryonen im Sinne Vogelsang's und Behrens' nöthig ist, sondern dass vielmehr dazu die stets sich zeigenden Strömungserscheinungen infolge des Verdunstens an der Oberfläche, die Capillarattraction von an der Oberfläche schwimmenden Globuliten und die sogenannte Brown'sche Molecularbewegung genügen. Damit ist aber die wichtigste Stütze der Ansicht, dass die Krystallskelete Producte einer polar vertheilten Anziehungskraft seien, hinfällig geworden. Noch unwahrscheinlicher wird dies dadurch, dass beim Auflösen eines Krystalles die Ecken, die als Stellen grössten Wachsthums den Stellen maximaler Attraction entsprechen würden, nicht am wenigsten, sondern am stärksten angegriffen werden, so dass vor dem völligen Verschwinden der Krystall

1) Globuliten sind die kleinen festen, isotropen Kügelchen, die sich bilden, wenn man die Krystallisation einer Lösung von Schwefel in Schwefelkohlenstoff durch Zusatz eines Verdickungsmittels erschwert. Es können sich diese Globuliten zusammenlagern und zwar nach regelmässigen Axenschemen. Dieselben sind besonders von Vogelsang und Behrens untersucht.

fast stets die Form einer Kugel oder eines Ellipsoides besitzt. Der Verfasser sucht den Grund der Gesetze des Wachsthums und der Lösung in den um den Krystall herrschenden Concentrationsverhältnissen.

Bringen wir einen Krystall in eine ein wenig übersättigte Lösung, so wird er wachsen, und es wird infolge dessen die Concentration einmal in der Nähe verringert, dann aber durch den auftretenden Diffusionsstrom wiederhergestellt. Vernachlässigen wir die Vergrösserung des Krystalles, so ist klar, dass die Ecken am schnellsten wachsen müssen, denn in unmittelbarer Nähe des Krystalls ist seine Oberfläche eine Niveaufläche, d. h. eine Fläche constanter Concentration, in grösserer Entfernung aber die um seinen Mittelpunkt gelegte Kugeloberfläche eine solche. Der Diffusionsstrom wird aber dort am schnellsten das durch den Krystall entzogene Material wiederersetzen, wo das Concentrationsgefälle am grössten ist, also an den Ecken, es wird also auch dort am ehesten die Lösung wieder übersättigt sein; dort müssen also auch am ehesten neue Theilchen sich ansetzen, der Krystall am schnellsten wachsen. Die Geschwindigkeit des Wachsens wird zunächst eine beschleunigte sein, da gerade durch dasselbe die Zuschärfung der Ecken mehr und mehr hervortritt, dann aber infolge der abnehmenden Concentration abnehmen.

Ist die Concentration so weit gesunken, dass der Krystall nur langsam weiter wächst, so wird das Wachsthum regelmässiger werden und die sogenannte „Ergänzung“ eintreten, und es werden sich bald überall scharfe Ecken und Kanten zeigen. Da ferner die Zähigkeit der Lösung und die Schwerlöslichkeit der Substanz die Diffusion vermindert, und rasches Abkühlen und Verdampfen die Schnelligkeit der Ausscheidung befördert, so ist das früher aufgestellte experimentelle Gesetz im wesentlichen erklärt.

Um die secundären und tertiären Aeste der Krystallskelete zu erklären, stellt der Verf. folgende Betrachtungen an. Die krummen Begrenzungsflächen der einfachen Wachsthumsäste streben, wie dies ja allgemeine Eigenschaft der

Krystalle ist, sich zu gesetzmässigen Krystallflächen zu ergänzen. Zunächst wird also in der Nähe der wachsenden Spitze, wo reichlicher Stoffzufluss stattfindet, eine secundäre Spitze sich auf der Seitenfläche erheben, die weiter wächst, einen Hof um sich bildet und einen secundären Ast erzeugt. Der primäre Ast hat sich indess auch verlängert, und ausserhalb des Hofes des ersten secundären setzt sich ein zweiter Ast an, an die secundären können sich dann auch noch tertiäre reihen u. s. f.

Die Existenz eines relativ substanzarmen Hofes um den wachsenden Krystall hat der Verfasser auf verschiedene Weisen nachgewiesen, so z. B.: An Verschiedenheiten der Färbung der Lösung in der Nähe eines wachsenden Krystalls, an den Strömungen infolge der Verschiedenheit der Capillarkräfte etc., so dass demnach die obige Erklärung der Bildung der Krystallskelete die richtige sein dürfte. Es bewährt sich dies auch bei den beiden noch nicht betrachteten Arten der Krystallbildung, bei der Umwandlung physikalisch isomerer Modificationen in einander und der electrischen Ausfällung; bei ersteren, bei denen als festen Körpern von keiner Diffusionsströmung die Rede sein kann, treten in der That niemals Krystallskelete auf, sondern die Krystalle der stabileren Modification wachsen bei der Umwandlung meist mit schönen ebenen Flächen weiter; bei der letzteren wird dagegen durch den nach einer Richtung stärkeren galvanischen Strom die Bildung der Krystallskelete befördert.

Die Anomalien der Structur, die besonders von Behrens an künstlichen Präparaten untersucht worden sind, bestehen darin, dass die Krystalle mehr oder weniger gebogen, oder gerade gestreckt, aber mit inneren Spannungen, oder endlich mehr oder minder pinselartig verzweigt und im extremen Falle als Sphärokrystalle erscheinen. Für ihre Bildung, die der Verfasser an einer grossen Zahl von Präparaten untersucht hat, stellt derselbe folgendes Gesetz auf:

„Bei zunehmender Viscosität der Lösung und Schwerlöslichkeit der krystallisirenden Substanz stellt sich der

Krystallisationskraft ein Hemmniss entgegen, das die mehr oder weniger parallele Anlagerung der Molecüle zu hindern vermag. Die Krystallisationskraft wirkt diesem Hinderniss entgegen, die Krystalle, die sich infolge des äusseren Einflusses, solange sie noch sehr dünn waren, gekrümmt ausbildeten, strecken sich unter Spannungserscheinungen beim Dickerwerden wieder gerade. Anlässe zur Verzweigung geben manchmal beliebige fremde Körper, auf die der Krystall aufstösst. Sie tritt gewöhnlich in der Weise ein, dass die Stellen stärkster Zuschärfung sich pinselartig zerspalten und in gleichem Sinne wie in diesem Falle die einzelnen Zweige abgelenkt erscheinen, findet die Krümmung des Krystalls statt bei continuirlicher Structurstörung.“

Wegen der theoretischen Ableitung dieses Gesetzes, die sich im wesentlichen auf die grössere Schwierigkeit der Molecüle, in zähen Lösungen sich zu Krystallen zu vereinen, gründet, müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen, die zugleich eine genaue Beschreibung der einzelnen beobachteten Erscheinungen enthält.

Wie zu erwarten, so beförderte auch der hindernde Einfluss zäher Lösungsmittel die Zwillingsbildung, d. h. die Anlagerung in zwar gesetzmässiger, aber nicht paralleler Stellung. Setzt man z. B. zu einer Lösung von Chlorbaryum Gummi hinzu, so treten schöne baumartig verzweigte Krystalle auf, und die primären und secundären Aestchen stehen in Zwillingsstellung zu einander.

Neben diesem Einfluss der Lösungsmittel dürften auf die Ausbildung der anomalen Structur noch capillare Kräfte und die Krystallisationskraft fremder Substanzen von Einfluss sein.

Die Capillarität ergänzt die dünne, zwischen einem wachsenden Krystall und einer festen Wand befindliche Schicht der Lösung; dies zeigt sich am besten, wenn sich Krystalle auf einer Gallerte, die für die betreffende Lösung durchlässig ist, bilden, dem dann der sich bildende Krystall gehoben wird. Da die dabei auftretenden Kräfte sehr beträchtlich sind, wie das Auseinandersprengen von Steinen

durch in ihren Poren krystallisirende Salzlösungen zeigt; so ist zu erwarten, dass in solchen Fällen eine Rückwirkung auf die Krystalle selbst stattfindet, die wohl in manchen Fällen die Sphärolithenbildung in dickflüssigen Medien bedingt.

Die Störungen der normalen Structur eines Krystalles durch die Krystallisationskraft eines anderen zeigen sich sehr schön, wenn eine heiss gesättigte Lösung von Kupferchlorid mit Chlorammonium sich abkühlt. Letzteres scheidet sich aus reinen wässerigen Lösungen in schönen prismatischen Nadeln aus, aus einem solchen Gemisch nur in kreuzförmigen Krystallen. Analoge Erscheinungen wurden bei einer grossen Zahl von Gemischen beobachtet.

E. W.

II. *J. P. Cooke. Das Radiometer* (Silliman J. (3) XIV. p. 231—238. 1877.).

Bei Besprechung der verschiedenen Radiometer-Theorien bringt der Verfasser gegen die von Zöllner[1]) vertretene Emissionstheorie u. a. folgendes vor: Die von Zöllner angeführten Erscheinungen lassen sich, wenigstens zum grössten Theile, ebenso gut (ohne Einführung eines neuen Agens) durch die mechanische Gastheorie erklären. Diese erfahre dadurch eine neue und wichtige Bestätigung. Mittelst derselben lasse sich auch die mit der Emissionstheorie unvereinbare und doch öfters[2]) constatirte Thatsache erklären, dass bei einer gewissen, für verschiedene Gase verschiedenen Evacuirung ein Punkt grösster Empfindlichkeit erreicht wird, nach dessen Ueberschreitung dieselbe plötzlich abnimmt. Da die mittlere Weglänge eines Moleculs von dem Moleculargewichte abhänge, so sei es natürlich, dass die leichtesten Molecüle die grösste Bewegung zeigen. In dem Residuum eines

---

1) Pogg. Ann. CLX. p. 154, 296, 459.

2) Crookes, Beibl. I. p. 163; Finkener, Pogg. Ann. CLVIII. p. 575 u. a.

leichten Gases (z. B. Wasserstoff) werde also die erwähnte Grenze eher erreicht als in dem eines schweren (z. B. Sauerstoff), was auch Versuche bestätigten.

Der Verf. hat diese Theorie schon früher in seinen Vorlesungen und in einer Mittheilung an die amerikanische Akademie vertreten.

Von den Radiometer-Versuchen, welche Cooke bereits im Frühling 1876 in grösserer Zahl ausführte (Verf. liess mehr als hundert Radiometer anfertigen), sind zwei bisher noch nicht beschrieben und wegen ihrer Einfachheit und leichten Ausführbarkeit von besonderem Interesse.

Der erste bezieht sich auf ein gewöhnliches Radiometer mit einseitig geschwärzten Glimmerflügeln. Diese wurden in ein Bündel paralleler Strahlen einer Hydrooxygen-Lampe gestellt, einmal so, dass nur die geschwärzten, dann so, dass nur die unbedeckten Flächen, endlich so, dass geschwärzte und ungeschwärzte Flügelseiten beschienen wurden. Das Flügelrad brauchte im Mittel zu 10 Umdrehungen im ersten Falle 11″, im zweiten Falle 29″ und im dritten Falle 8″, d. h. es fanden sich für eine gleiche Beobachtungszeit resp. 232, 88 und 319 Umdrehungen. Dabei ist die Relation: 88 + 232 nahe gleich 319, bemerkenswerth. (Analoges vgl. Beibl. I. p. 168, Nr. 27.) Nun muss aber irgendwelche gleichförmige äussere Kraft so auf die Flügel wirken, dass beim gleichzeitigen Auftreffen auf beide Flügel nur die Differenz ihrer Wirkungen auf dieselben zur Erscheinung kommt. Es kann also keine äussere Kraft, sondern nur eine Reaction zwischen den Theilen des Instruments selbst wirksam sein, wenn man nicht annimmt, dass derselbe Lichtstrahl an der einen Fläche eine Abstossung, an der andern eine Anziehung ausübe. Ein solcher Effect müsste von der Dicke der Glimmerflügel unabhängig sein. Hängt aber die Wirkung des Lichtstrahls von der Temperaturdifferenz zwischen Russ und Glimmer ab, und kommt die Wirkung auf der Glimmerfläche dadurch zu Stande, dass der die Rückseite bedeckende Russ infolge der beträchtlichen Diathermanität des Glimmers mehr erwärmt wird als dieser, so muss eine dickere,

also auch mehr Wärme absorbirende Glimmerplatte eine stärkere Effectdifferenz ergeben. In der That war die Wirkung des Lichtstrahls auf eine dickere Glimmerplatte Null, indem sich das Flügelrad bei Beschattung der Glimmerflächen in derselben Zeit umdrehte, wie bei Mitbeleuchtung derselben. Durch Erwärmen des Glasgefässes ergab sich die umgekehrte Drehung. Cooke bezeichnet deshalb das Radiometer als eine Wärmemaschine, bei welcher im Fall positiver Rotation die Russfläche der Flügel der Heizer und die innere Fläche des Glasgefässes der Kühler ist, während für die negative Rotation diese Bedingungen umgekehrt sind. Bei Radiometern, die aus Crown- resp. Flintglas hergestellt waren, veranlassten die Unterschiede in der Diathermanität der beiden Glassorten Aenderungen in den hervorgebrachten Effecten. Verf. fand ferner, dass die Evacuirung eines grösseren Gefässes zum Zwecke gleicher Empfindlichkeit weiter getrieben werden musste. Ein von Cooke zur Messung der unter bestimmten Bedingungen ausgeübten Kraft ersonnener Apparat konnte infolge des plötzlichen Todes des Glasbläsers nicht ausgeführt werden.

Bei dem andern, von Hrn. B. O. Peirce angestellten Versuche wurde ein Bunsen'scher Brenner in die Mitte zwischen ein Radiometer und eine Thermosäule gestellt, die ungefähr 1 M. von einander entfernt waren. Ersteres war von einem dünnen, innen geschwärzten Gehäuse umgeben, das nach der Flamme hin eine kreisförmige Oeffnung hatte. Mittelst eines schief davorgestellten reflectirenden Glases konnte man die Umdrehungen des Radiometers zählen. Vor der Thermosäule stand ein Schirm mit einer gleichen Oeffnung und eine Glasplatte von der Dicke des Radiometergefässes. Die Zahlen der zuerst bei nichtleuchtender, dann bei leuchtender Flamme beobachteten Umdrehungen des Radiometers und Ablenkungen der Galvanometernadel ergaben die relative Strahlung der beiden Flammen, einerseits gemessen durch das Radiometer, andererseits durch die Thermosäule. Bei 7 Versuchen fand sich so für:

Radiometer: 0,343 0,309 0,248 0,267 0,277 0,367 0,394,
Thermosäule: 0,287 0,380 0,283 0,325 0,350 0,250 0,304;
im Mittel Radiometer: 0,315; Thermosäule: 0,311.

Die trotz der grossen Verschiedenheit der einzelnen Beobachtungen (einer natürlichen Folge der Veränderlichkeit der verwendeten Flamme) vorhandene Uebereinstimmung der Mittelwerthe zeigte, dass der von den Lichtstrahlen veranlasste Effect nur von der durch dieselben hervorgebrachten Temperaturänderung herrührte. Uebrigens war die Lichtstärke der leuchtenden Flamme, deren Strahlung auf die Instrumente nur ca. 3 mal so gross war als die der nichtleuchtenden, etwa 1000 mal so gross als die der andern. Gt.

III. ***G. Johnstone Stoney.*** *Ueber die Natur dessen, was man gewöhnlich ein Vacuum nennt* (Phil. Mag. (5) IV. p. 222—223. 1877.).

Auf die gleichnamige Mittheilung von Preston (vgl. Beibl. I. p. 551) hin bemerkt der Verf., dass er bereits vor 10 Jahren denselben Gegenstand in gleicher Weise behandelt [1]) und dann im vorigen Jahre auf diese Betrachtung eine Erklärung der im Radiometer wirksamen mechanischen Drucke (stresses) basirt habe [2]). Ausserdem verweist er auf die Bestimmungen der mittleren Entfernung der Gasmolecüle von Loschmidt (1865), von ihm selbst (1867) und von Sir W. Thomson (1870). Gt.

IV. ***Thurston.*** *Ueber die Natur der Elasticitätsgrenze und die Art ihrer Veränderungen* (Dingler J. CCXXV. p. 233—240. 1877.).

Thurston definirt zunächst, was er unter „normaler Elasticitätsgrenze“ versteht, und da seine Definition von der, welche von der Elasticitätsgrenze sonst gegeben zu wer-

1) Phil. Mag. (4) XXXVI. p. 141.
2) Vgl. Phil. Mag. (5) I. p. 177 u. 305, besonders p. 178.

den pflegt, abweicht, auch schon Missverständnisse herbeigeführt zu haben scheint, so wird es, auch mit Rücksicht auf vermuthlich noch später folgende Discussionen in der einmal angeregten Frage, nöthig, auf dieselbe einzugehen. Angenommen, in seinem Apparate zur Bestimmung des Widerstandes gegen Verdrehung (vgl. Beibl. I. p. 274) sei ein „Spannungsdiagramm“ von dem untersuchten Stück aufgeschrieben; die Ordinaten stellen die Torsionsmomente, die Abscissen die Verdrehungen dar, — so sagt Thurston, stellt diese Curve (nahezu eine Parabel) die „Curve der normalen Elasticitätsgrenze“ dar; mit jeder Verdrehung ist eine bleibende Formänderung verbunden. Eine wahre und definitive Elasticitätsgrenze in dem früher gebräuchlichen Sinne existirt nicht (wie man allgemein auch schon früher annahm. d. Ref.). Aber bis zu einer gewissen Grenze entsprechen den Torsionsmomenten relativ kleine Verdrehungen, die Curve ist nahezu eine gerade, steil ansteigende Linie; beim Uebergang zu grösseren Torsionsmomenten ändert sie rasch ihre Richtung, so dass nun geringen Vermehrungen der Last grössere Verdrehungen entsprechen; gleichzeitig werden die Zunahmen der bleibenden Verdrehungen nahezu gleich den Zunahmen der temporären Verdrehungen oder in seinem Sprachgebrauch mit denen der normalen Elasticitätsgrenze. Den Punkt, bei welchem die Curve rasch ihre Richtung ändert, nennt Thurston die „natürliche Elasticitätsgrenze“. Nun lassen sich alle Materialien in zwei Klassen ordnen, die sogen. Zinn- und die Eisenklasse. Materialien der ersten Art — und dazu gehört nach Thurston auch die Kanonenbronze — zeigen nichts, was nicht schon im wesentlichen früher bekannt gewesen wäre; die normale Elasticitätsgrenze, d. h. die Verdrehung, ändert sich stetig mit zunehmender Belastung. Metalle der Eisenklasse dagegen verhalten sich folgendermaassen: Bei stetig zunehmendem Torsionsmoment nehmen auch die Verdrehungen stetig zu; lässt man nun eine Pause eintreten, so erhöht sich die „normale Elasticitätsgrenze“; geht man also nach dieser Pause zu grösseren Torsionsmomenten

weiter, so ist die Zunahme der temporären (und bleibenden) Verdrehung dividirt, durch die Zunahme des Torsionsmomentes plötzlich für diese Stelle kleiner geworden, als sie vorher war (und bei weiterem Fortgang ist). — Das Spannungsdiagramm zeigt also folgende Gestalt: im Anfang eine ziemlich steil ansteigende gerade Linie, dann eine rasche Wendung (Punkt der natürlichen Elasticitätsgrenze), dann eine viel schwächer gegen die Abscissenaxe geneigte Linie, hierauf plötzliches Ansteigen der Ordinate (nach der Pause), worauf sich die Curve wieder unter ungefähr derselben Neigung wie vor der plötzlichen Zunahme der Ordinate fortsetzt.

Das Verfahren von Uchatius beruhe nur auf der Erhöhung der „natürlichen Elasticitätsgrenze" und sei 1869 schon in den Vereinigten Staaten Buel Dean patentirt und praktisch verwerthet worden; es sei nahe verwandt dem Kaltwalzen.

Die von Bauschinger angeführte Verwerthung der Erhöhung der Elasticitätsgrenze beim Bau des Münchener Glaspalastes (1854) sei schon 1850 von Clark empfohlen, die eigenen Beobachtungen Bauschinger's (Beibl. I. p. 380) über Erhöhung der normalen Elasticitätsgrenze sowohl beim Verbleiben, als nach Entfernung der Last seien gleichfalls von Beardslee und Thurston anticipirt.

Br.

V. *F. W. Clarke. Einige Bestimmungen specifischer Gewichte* (Sill. J. (3) XIV. p. 281—286. 1877.).

Unter Leitung des Verfassers wurden im Universitätslaboratorium von Cincinnati folgende Bestimmungen specifischer Gewichte ausgeführt, theils von Stoffen, deren specifisches Gewicht noch nicht bekannt war, theils von solchen, deren Dichtigkeit schon frühere Versuche festgestellt haben (hier mit einem * bezeichnet). Die Wägungen wurden sämmtlich in Benzol ausgeführt, nur in 3 Fällen in destillirtem Wasser; die Zahlen beziehen sich auf Wasser von $+4^0$ als Einheit. In der folgenden Tabelle gibt

die erste Columne die Substanz, die zweite das gefundene spec. Gew. und den Namen der Beobachter an; hierbei bedeutet A. Abbot, B. Bödeker, Bp. Bishop, C. Clarke, D. Ditte, Ds. Davis, Dy. Dudley, F. Fullerton, Hn. Hagemann, Hy. Heighway, J. Joule, K. Kremers, Kp. Kopp, L. Laws, Ls. Lewis, Mh. Marsh, Mr. Mohr, P. Playfair, Pn. Pettersson, Py. Penny, R. Rammelsberg, Rn. Richardson, S. Schröder, Sk. Schofarik, So. Stallo, St. Storer, T. Topsoe. Da die Differenzen der einzelnen Beobachtungen grösser sein dürften, als die durch die Temperatur bedingten Differenzen, so sind die Beobachtungstemperaturen weggelassen und Mittelwerthe angegeben.

Substanz	Spec. Gew. u. Beobachter	Substanz	Spec. Gew. u. Beobachter
BaJ_2O_6	5,2296 F.	$KBrO_3$	3,323 St.
$AgJO_3$	5,4023 „	„	3,271 K.*
$AgJO_3$ 1)	5,6475 „	„	3,218 T.*
PbJ_2O_6	6,1553 „	$AgBrO_3$	5,2068 St.
„	6,209 S.*	$BaBr_2O_6$	4,0157 „
NH_4JO_3	3,3229 F.	$CaS_2O_3 + 6$ aq.	1,8722 Rn.
CdJ_2	5,9807 „	$SrS_2O_3 + 6$ aq.	2,1779 „
BiJ_3	5,9019 „	BaS_2O_3 + aq.	3,4474 „
„	5,652 B.*	K_2SO_4	2,653 „
$CoJ_2O_6 + 6$ aq.	3,6660 F.	„	2,66 Pn.*
$CoJ_2O_6 + 1\frac{1}{2}$ aq.	5,008 R.*	Na_2WO_4	4,1788 Ds.
$NiJ_2O_6 + 6$ aq.	3,6954 F.	$Na_2WO_4 + 2$ aq.	3,2451 „
$K_2Ni(CN)_4$ + aq.	1,873 Dy.	$BaWO_4$	5,0229 „
$K_2Pt(CN)_4 + 3$ aq.	2,4895 „	$NiWO_4$	6,8684 „
$NH_4(CN)S$	1,308 „	$BaMoO_4$	4,6536 Mh.
Chromsulfocyankalium (8 aq.)	1,7079 „	$SrMoO_4$	4,1451 „
		$BaP_2H_4O_4$ + aq.	2,8845 Mr.
$K_2Pt(CNS)_6$	2,356 „	$MgP_2H_4O_4 + 6$ aq.	1,5784 „
Nitroprussidnatrium	1,6869 „	$NaPO_3$	2,4763 Mr.
(„	1,713 S.*	KPO_3	2,2576 „
$NiN_2O_6 + 6$ aq.	2,051 L.	Na_3PO_4	2,5237 „
$ZnO_2O_6 + 6$ aq.	2,065 „	$Na_4P_2O_7 + 10$ aq.	1,7726 „
$CdN_2O_6 + 4$ aq.	2,455 „	„	1,836 P. u. J.*
$BiN_3Oq + 5$ aq.	2,823 „	$Na_4P_2O_7$	2,3732 Mr.
„	2,736 J. u. P.*	„	2,534 S.*

1) Aus Ammon umkrystallisirt.

Substanz	Spec. Gew. u. Beobachter		Substanz	Spec. Gew. u. Beobachter	
$MgCrO_4$ + 7 aq.	1,7613	A.	$Zn_2As_2O_7$	4,7012	So.
„	1,75	B.*	$Mg_2As_2O_7$	3,7477	„
„	1,66	Kp.*	Na_3AsO_4	2,8353	„
$MgCrO_4$ + aq.	2,2594	A.	$BeSO_4$ + 4 aq.	1,6743	„
$(NH_4)_2CrO_4$	1,9172	„	„	1,725	T.*
„	1,866	S.*	$K_3CrC_6O_{12}$ + 8 aq. (Kaliumchromoxalat)	2,1252	Bp.
$(NH_4)_2Cr_2O_7$	2,1514	A.			
„	2,153	S.*	$SnCl_2$ + 2 aq.	2,634	„
Na_2CrO_4	2,7231	A.	„	2,71	Py.*
Na_2CrO_4 + 10 aq.	1,4828	„	CuJ + HgJ_2	6,1507	Hy.
$(NH_4)_2Mg(CrO_4)_2$ + 6 aq.	1,8389	„	$HgCl_2+(NH_4)_2Cr_2O_7$ + aq.	3,2093	„
$K_2Mg(CrO_4)_2$ + aq.	2,5885	„	$Hg(C_2H_3O_2)_2$	3,2703	Hn.
„	2,60	S.*	KJO_3	3,802	C.
Cr_2Cl_6	2,3669	A.	„	3,979	K.*
„	3,03	Sk.*	„	2,601 (!)	D.*
„	2,349	C.	TeO_2	5,7700	C.
$Mn_2P_2O_7$	3,5795	Ls.	„	5,93	Sk.*
$Mg_2P_2O_7$	2,579	„	TeO_3 I.	5,0749	C.
„	2,22	S.*	TeO_3 II.	5,1118	„
$Zn_2P_2O_7$	3,7556	Ls.	$BaTeO_4$ geglüht I.	4,5396	„
$Co_2P_2O_7$	3,728	„			
$Ni_2P_2O_7$	3,9184	„	„ II.	4,4811	„
$Mn_2As_2O_7$	3,6761	So.	ungeglüht	ca. 4,2	„

Besonders interessant sind die Bestimmungen der spec. Gewichte der chromsauren Salze. Pettersson hatte gezeigt, dass die Selenate von den Sulfaten sich durch ein um die Zahl 6 für jeden Säurerest [SO_4, SeO_4] grösseres Molecularvolumen unterscheiden. So ist das Molecularvolumen von Na_2SeO_4 um 6 grösser als das von Na_2SO_4, das von $K_2Al_2(SeO_4)_4$ gleich dem von $K_2Al_2(SO_4)_4 + 4 \times 6$. Vergleicht man obige und andere Chromate mit den von Pettersson untersuchten Selenaten, so findet man, dass beide Reihen von Salzen fast genau das gleiche Molecularvolumen haben.

C.

VI. ***Cailletet.*** *Verflüssigung des Stickoxyds* (C. R. LXXXIV. p. 1016—17. 1877.).

VII. ***Berthelot.*** *Bemerkungen dazu* (ibid. p. 1017).

Cailletet fand mittelst der Beibl. I. p. 651 beschriebenn Methode, dass bei einer Temperatur von -11^0 das Stickoxyd bei einem Druck von 104 Atmosphären sich in eine Flüssigkeit verwandelt, bei $+8^0$ ist es noch bei 270 Atmosph. gasförmig. Das Sumpfgas zeigt bei 7^0 unter einem Druck von 180 Atmosphären, wenn man letzteren plötzlich vermindert, Nebel, ganz analog denen, die unter analogen Umständen die flüssige Kohlensäure bildet; der Verf. hofft daher auch das Sumpfgas in eine Flüssigkeit verwandeln zu können.

Berthelot hebt die Bedeutung der obigen Entdeckung hervor und macht darauf aufmerksam, dass aus Cailletets Versuchen sich eine kritische Temperatur zwischen $+8^0$ und -11^0 für das Stickoxyd ergeben würde.

E. W.

VIII. ***L. Cailletet.*** *Ueber die Condensation des Sauerstoffs und Kohlenoxydes* (C. R. KXXXV. p. 1213—1214).

IX. ***R. Pictet.*** *Versuche über die Condensation des Sauerstoffs* (l. c. 1214—1216. 1220—1223).

X. ***L. Cailletet.*** *Ueber die Condensation der als incoercibel angesehenen Gase* (l. c. p. 1270—1271).

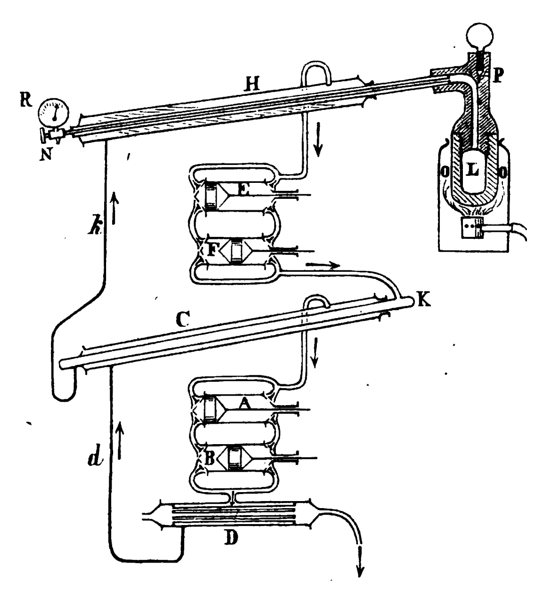
XI. ***Berthelot.*** *Bemerkung dazu.*

XII. ***B. Pictet.*** *Condensation des Wasserstoffs* (J. de Genève 11. Jan. 1878).

Fast zu gleicher Zeit ist es R. Pictet und L. Cailletet gelungen Sauerstoff und Wasserstoff zu condensiren. Während indess Cailletet die betreffenden drei Gase nur als Nebel bei der plötzlichen Ausdehnung nach einer starken Compression auftreten sah, hat Pictet Strahlen von flüssigem Sauerstoff und Wasserstoff erhalten. Ohne auf die persönlichen Bemerkungen von H. Dumas, H. St. Claire-Deville, Jamin und Berthelot in der

ersten Sitzung, in der der Pariser Akademie von den betreffenden Versuchen Mittheilung gemacht wurde einzugehen, beschreiben wir zunächst den von Pictet benutzten Apparat.

A und *B* sind zwei Saug- und Druckpumpen, wie der Verfasser sie auch bei seinen Eismaschinen benutzt, verbunden nach der sogenannten „Compound Manier"; sie wirken so auf wasserfreie schweflige Säure, die in dem ringförmigen Recipienten *C* enthalten ist, dass eine möglichst grosse Druckdifferenz in beiden vorhanden ist. Der Druck in *C* ist so regulirt, dass die schweflige Säure bei -65^0



verdampft. Nach ihrem Austritt aus den Pumpen condensirt sie sich in dem durch einen Strom kalten Wassers abgekühlten Condensator *D* bei 25^0, unter einem Drucke von $2^3/_4$ Atmosphären; durch das enge Rohr *d* kehrt dann die flüssige Säure in dem Maasse, als sie sich verdichtet in den Recipienten *O* zurück.

E und *F* sind zwei ebensolche und in gleicher Weise verbundene Pumpen, die auf Kohlensäure wirken, die in dem Recipienten *H* enthalten ist. Der Druck in demselben ist derart, dass sich die Kohlensäure bei einer Temperatur

von -140^0 verflüchtigte. Die Condensation der Kohlensäure nach ihrem Austritt aus den Pumpen, findet in dem von flüssiger schwefliger Säure umgebenen Condensator *K* bei einem Druck von 5 Atmosphären statt. Die flüssige Kohlensäure kehrt in den Recipienten *H* durch das enge Rohr *k* zurück. *L* ist eine sehr starke schmiedeeiserne Retorte, in ihr wird entweder der Sauerstoff aus chlorsaurem Kalium oder der Wasserstoff aus einem Gemenge von ameisensaurem Kalium mit kaustischem Natron entwickelt. Die Gase werden in dem 1 M. langen in *H* liegenden Rohr durch die verdunstende Kohlensäure abgekühlt. *N* ist ein Schraubenhahn, der eine kleine Oeffnung verschliesst. *M* endlich ist ein besonders construirtes Manometer von Bourdon.

Sauerstoff. Haben die durch eine Dampfmaschine von 15 Pferdekräften getriebenen vier Pumpen mehrere Stunden gewirkt, so beträgt zunächst am Schluss der Sauerstoffentwickelung der Druck 500 Atmosphären, fällt dann aber sehr schnell auf 320 Atmosphären, wo er constant bleibt; es deutet dies bei der vollkommenen Dichte des Apparates bereits auf eine eingetretene Condensation hin. Oeffnet man dann den Hahn, so entweicht der Sauerstoff mit Gewalt und absorbirt bei seiner Ausdehnung, resp. Verdunstung eine solche Wärmemenge, dass ein Theil desselben als flüssiger Strahl, der durch Beleuchtung mit electrischem Licht sichtbar gemacht wurde, erscheint.

Wasserstoff. Am Schluss der Entwickelung blieb der Druck einige Augenblicke auf 650 Atmosphären constant, öffnete man den Hahn, so strömte mit lebhaftem Zischen aus der Oeffnung ein stahlblauer Strahl. Derselbe wurde plötzlich intermittirend und glich dabei einem Schauer von Hagelkörnern. Beim Aufschlagen der einzelnen Körner auf den Boden hörte man ein starkes Geräusch. Wurde der Hahn, nachdem der Druck bis auf 370 Atmosphären gesunken, geschlossen, so fiel letzterer langsam bis zu 320 Atmosphären, blieb einige Minuten constant und stieg dann wieder bis 325 Atmosph. In diesem Augenblick wurde der Hahn wieder geöffnet und liess einen in so hohem Grade intermittirenden Strahl austreten, dass offen-

bar eine Krystallisation im Innern des Rohres eingetreten war. Einen weiteren Bsweis dafür lieferte, dass, als die Temperatur infolge eines Aussergangsetzens der Pumpen etwas stieg, flüssiger Wasserstoff aus dem Apparat austrat.

Ueber die Versuche von Cailletet ist noch zu bemerken, dass er ausser dem Sauerstoff und Wasserstoff auch noch atmosphärische Luft, Kohlenoxyd und Stickstoff verdichtete. War letzterer auf 200 Atmosphären comprimirt, so liess man ihn sich plötzlich ausdehnen und es zeigte sich ein sehr fein zertheilter Nebel, der binnen drei Secunden von den Wänden der Röhre aus wieder verschwand.

Beim Wasserstoff ist dieser Nebel von äusserster Feinheit und verschwindet äusserst schnell. Berthelot ist Zeuge der betreffenden Versuche von Cailletet gewesen und hält dafür, dass dieselben sicher eine Condensation der Gase anzeigen.

E. W.

XIII. ***Berthelot.*** *Neue Bemerkungen über die Rolle des Druckes bei den chemischen Phänomenen* (C. R. LXXXV. p. 1219—20. 1877.).

Anlässlich der Versuche Pictets macht Berthelot darauf aufmerksam, dass die Zersetzung des chlorsauren Kaliums in Sauerstoff und Chlorkalium, „eine exothermische nicht durch ihre Umkehrung begrenzte Reaction", nicht durch einen Druck von 320 Atmosphären verhindert wird, wenn auch wahrscheinlich ihre Schnelligkeit und vielleicht auch die Temperatur, bei der sie vor sich geht, sich ändert.

E. W.

XIV. ***D. Mendelejeff.*** *Spannungscoëfficient der Luft unter verschiedenen Breiten* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 81—82. 1877.).

Die einzelnen Versuchsergebnisse für den Spannungscoëfficienten α_p der Luft zwischen 0^0 und 100^0, d. h. bis zur Siedetemperatur des Wassers bei 760 mm unter dem 45. Breitengrade zeigen eine grosse Uebereinstimmung, wenn

man eine Correction für die geographische Breite des Beobachtungsortes und die absolute Quecksilberausdehnung anbringt. Es ist:

	Zahl d. Beobachtungen	beobachtetes α_p	corrigirtes α_p
Magnus	8	0,36651	0,36700
Regnault	15	0,36650	0,36694
Jolly	20	0,36696	0,36702

Im Mittel also $\alpha_p = 0{,}3670$ statt des gewöhnlich angenommenen 0,3665. Die absolute Volumenänderung ist nach den Bestimmungen von Mendelejeff und Kajander 0,3681. E. W.

XV. ***H. Courtonne.*** *Ueber die Löslichkeit des Zuckers in Wasser* (C. R. LXXXV. p. 959—961).

Der Verfasser hat die obige Grösse, die für die Praxis von grosser Wichtigkeit ist, unter sorgfältiger Vermeidung von Uebersättigung, die beim Zucker sehr leicht eintritt, bestimmt und gefunden, dass 100 g Wasser bei 1,25° 198,647 g, bei 45° 245 g Zucker lösen. E. W.

XVI. ***G. Lemoine.*** *Ueber das chemische Gleichgewicht zwischen Wasserstoff und Joddampf* (Ann. de chim. et phys. (5) XII. p. 145—253. 1877.).

Aus der vorliegenden ausführlichen Arbeit ist zu dem früheren Referat (Beibl. I. p. 510) noch zu bemerken, dass die Erhöhung des Druckes zwar nicht das Mengenverhältniss des mit Wasserstoff sich verbindenden zu dem unverbunden bleibenden Jod verändert, wohl aber die Reaction beschleunigt. Dasselbe ist der Fall, wenn man poröse, fein zertheilte Körper (Platinschwamm) in das Gemenge von Joddampf und Wasserstoff bringt. Dies ist eine Bestätigung der Ansicht, dass fein zertheilte Körper durch Condensation auf ihrer Oberfläche, also durch Druckvermehrung, die Vereinigung des sie umgebenden Gasgemenges bewirken. C.

XVII. ***J. Coquillon.*** *Ueber die Dissociation der Kohlenwasserstoffe mittelst eines Palladiumdrahtes und die Beziehung zu den katalytischen Erscheinungen* (C. R. LXXXIV. p. 1503—1504. 1877.).

Leitet man mehrmals dasselbe Sumpfgas über dunkelroth glühenden Palladiumdraht, so ändert sich das Gasvolumen nicht merklich; wohl aber findet eine merkliche Vergrösserung desselben statt, wenn man einen weissglühenden Draht benutzt; zugleich beobachtet man, dass an den kälteren Stellen des Palladiumdrahtes sich pulverförmige Kohle abgeschieden hat. Mit einem Platindraht gelingen die Versuche nicht. Das Palladium selbst erfährt auch Veränderungen, es wird brüchig und seine Oberfläche rauh.

E. W.

XVIII. ***A. Terquem.*** *Ueber die Projection der Lissajous'schen Figuren mit Hülfe von Stimmgabeln* (J. d. Phys. VI. p. 332—337. 1877.).

An der einen vertical gestellten Stimmgabel befestigt man am Ende des einen Zinkens eine kleine quadratische mit einem feinen Loch versehene dünne Aluminiumplatte. Die zweite horizontale Stimmgabel trägt, befestigt an einem Aluminiumblech, die eine Linse des Objectives eines Sonnenmikroskopes mit einer Brennweite von 3—4 cm, sie steht hinter der ersten Gabel. Die Oeffnung O erleuchtet man mit den Beleuchtungslinsen des Sonnenmikroskopes. Die Stimmgabeln werden in der gewöhnlichen Weise in Bewegung gesetzt.

Bei dieser Anordnung sind die Curven grösser als bei der gewöhnlichen bei Anwendung von Spiegeln. Es sei D der Abstand des Spiegels vom Schirm, ω der Einfallswinkel, α der bei der Schwingung eintretende stets sehr kleine Drehungswinkel des Spiegels, so ist die ihm entsprechende Verrückung des leuchtenden Punktes auf dem Schirm:

$$AB = D\,[\operatorname{tg}(\omega + 2\,\alpha) - \operatorname{tg}\omega] = \frac{D\,2\,\alpha}{\cos^2\omega}.$$

Setzt man, wie es bei den Versuchen stets sehr nahe der Fall ist, $\omega = 0$, so wird $AB = 2D\alpha$.

Bezeichnen wir andererseits mit l die Länge des schwingenden Theiles der Stimmgabel, so ist die Excursion ihres Endes $\varepsilon = l\alpha$; hat die Projectionslinse die Brennweite f, so ist die Amplitude auf dem Schirm $\frac{l\alpha(D-f)}{f}$ oder, wenn man f gegen D vernachlässigt, $\frac{l\alpha D}{f}$. $l:f$ ist aber stets grösser als zwei (oft hat man $l = 20$ cm, $f = 4$ cm, so dass $l:f = 5$ wird).

Die neue Methode hat vor der gewöhnlichen die folgenden Vorzüge: 1) Leichtere Aufstellung; 2) kleinere Ausdehnung der Apparate; 3) grössere Helligkeit, bedingt durch die Concentration des Lichtes auf die Oeffnung und Abwesenheit der Lichtverluste durch die zwei Reflexionen, so dass auch Drummond'sches Licht angewandt werden kann und 4) grössere Ausdehnung der Curven bei gleicher Amplitude.

E. W.

XIX. ***S. Scichilone.*** *Ueber die Ausdehnung des geschmolzenen Schwefels* (Gazz. chim. X, p. 501—505).

Nach den Versuchen von Pisati (Beibl. I. p. 447) über die Ausdehnung des Schwefels war noch zu untersuchen, ob der Ursprung des Schwefels von Einfluss auf seinen Ausdehnungscoefficienten sei, und ob man, wenn man denselben bis zur Siedetemperatur erhitzt, Zahlen erhalte, die mit den von Moitessier gefundenen übereinstimmen.

Der Verfasser hat dazu einmal die Ausdehnung des aus unterschwefligsaurem Natron gefällten und durch nachheriges Umkrystallisiren gereinigten Schwefels untersucht; zunächst ohne vorheriges Erhitzen auf eine höhere Temperatur (I), dann nach zweistündigem Erhitzen auf 250° (II), dann nach mehrstündigem Siedenlassen im Dilatometer (III), dabei wurde der verdampfende Schwefel durch frisch hinzugebrachten, vorher auch zum Sieden erhitzten, ersetzt.

Die Resultate enthält die folgende Tabelle; t ist die am Luftthermometer gemessene Temperatur, w das spe-

cifische Volumen, *c* die 1 000 000-fache Aenderung desselben für 1⁰.

t	I *w*	I *c*	II *w*	II *c*	*t*	I *w*	I *c*	II *w*	II *c*
130⁰	0,55716	282	0,55786	268	166⁰	0,56495	080	0,56511	110
135	0,55857	266	0,55920	264	167	0,56503	080	0,56522	110
140	0,55990	264	0,56052	262	168	0,56511	090	0,56533	110
145	0,56122	264	0,56183	260	169	0,56520	100	0,56544	110
150	0,56254	260	0,56309	250	170	0,56530	208	0,56555	116
151	0,56280	250	0,56334	210	175	0,56584	136	0,56613	122
152	0,56305	250	0,56355	200	180	0,56652	136	0,56674	132
153	0,56330	250	0,56375	170	185	0,56720	146	0,56740	142
154	0,56355	240	0,56392	150	190	0,56793	152	0,56811	148
155	0,56379	240	0,56407	120	195	0,56869	162	0,56885	154
156	0,56403	230	0,56419	110	200	0,56950	168	0,57965	260
157	0,56426	200	0,56430	090	205	0,57034	176	0,57042	168
158	0,56446	080	0,56439	060	210	0,57122	180	0,57126	174
159	0,56454	040	0,56445	060	215	0,57212	184	0,57213	182
160	0,56458	050	0,56451	090	220	0,57304	192	0,57304	192
161	0,56463	060	0,56460	090	225	0,57400	196	0,57400	196
162	0,56469	060	0,56469	100	230	0,57498	204	0,57498	204
163	0,56475	060	0,56479	100	235	0,57600	208	0,57600	208
164	0,56481	070	0,56489	110	240	0,57704	196	0,57704	
165	0,56488	070	0,56500	110	245	0,57812	218		
166	0,56495		0,56511		250	0,57912			

III

t	*w*	*c*	*t*	*w*	*c*	*t*	*w*	*c*	*t*	*w*	*c*
150⁰	0,56210	260	159⁰	0,56372	110	168⁰	0,56470	120	205⁰	0,56996	178
151	0,56236	230	160	0,56383	110	169	0,56482	120	210	0,57085	184
152	0,56259	220	161	0,56394	100	170	0,56494	118	215	0,57177	190
153	0,56281	200	162	0,56404	100	175	0,56553	124	220	0,57272	200
154	0,56301	170	163	0,56414	110	180	0,56615	136	225	0,57372	202
155	0,56318	160	164	0,56425	110	185	0,56683	144	230	0,57473	206
156	0,56334	140	165	0,56436	110	190	0,56755	152	235	0,57576	212
157	0,56348	120	166	0,56447	110	195	0,56831	160	240	0,57682	220
158	0,56364	120	167	0,56458	110	200	0,56911	170	245	0,57792	230
159	0,56372		168	0,56470		205	0,56996		250	0,57907	

Bei der Versuchsreihe I fällt das Minimum zwischen 159 und 160⁰, die Reihe II zeigt, dass eine starke vorherige Erwärmung die Ausdehnung des Schwefels modificirt, doch

fällt auch hier das Minimum gegen 159°, die Reihe III zeigt den Einfluss des Erhitzens noch deutlicher, hier fällt das Minimum auf 162°. Die Zahlen der Reihe I stimmen auch sehr gut, bis auf einige Einheiten der vierten Decimale, mit den von Pisati gefundenen überein. Die folgende Tabelle gibt die von Scichilone und von Moitessier erhaltenen Ausdehnungscoefficienten für den modificirten Schwefel wieder.

	Moitessier:	Scichilone:
160—180°	0,000210	0,000206
180—200	0,000262	0,000262
200—225	0,000320	0,000323
225—250	0,000338	0,000368.

Aus der nahen Uebereinstimmung der Zahlen von Scichilone und Moitessier ist ausserdem zu ersehen, dass die verschiedenen Resultate von Pisati und letzterem nur darauf beruhen, dass sie verschiedene Modificationen untersucht haben. E. W.

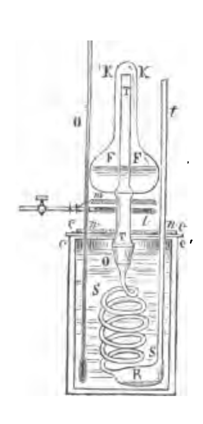
XX. ***Berthelot.*** *Apparat zur Bestimmung der specifischen Wärme der Flüssigkeiten* (Ann. d. chim. et phys. (5) XII. p. 559—562. 1877.).

Ein 50—100 ccm fassendes Fläschchen aus dünnem Platinblech wird zu zwei Dritteln mit den zu untersuchenden Flüssigkeiten gefüllt. In seinem Hals ist mittelst eines Korkes ein in Fünftelgrade bis 100° getheiltes Thermometer befestigt, dessen Wasserwerth ebenso wie der der Platinflasche berechnet wird. Letztere wird dann in einen Glas- resp. Metallcylinder, der nur wenig weiter ist, als sie selbst, eingesetzt und dieser in einem Bade oder über freiem Feuer erhitzt, indem man ihn fortwährend bewegt. Zeigt das Thermometer eine bestimmte Temperatur, etwa 90—95°, so nimmt man den Apparat vom Feuer, schüttelt noch einmal tüchtig, liest die Temperatur genau ab und ihm taucht die Platinflasche in das mit einem Thermometer versehene Calorimeter, das 400 bis 600 g Wasser enthält.

Letzteres rührt man durch Bewegen der an dem Thermometer gehaltenen Flasche um, und liest von Minute zu Minute die beiden Thermometer ab. Nach Verlauf von 2—3 Minuten differiren sie um weniger als 1 Grad. Dann nimmt man das Platingefäss heraus und beobachtet den Gang der Abkühlung des Calorimeters während weiterer 5 Minuten. Die Berechnung der Correctionen und der specifischen Wärme erfolgt in gewohnter Weise. E. W.

XXI. ***Berthelot.*** *Neuer Apparat zur Messung der latenten Dampfwärme* (C. R. LXXXV. p. 646—648. J. d. Phys. VI. p. 337—338. 1877.).

Bei diesem beistehend abgebildeten Apparat sucht Berthelot die Condensation des Dampfes, ehe derselbe in das Calorimeter eintritt und die metallische Ueberleitung zwischen dem Verdampfungsgefäss und dem Calorimeter zu vermeiden. *FF* ist ein etwa 100 ccm enthaltender Kolben, dessen Hals zugeschmolzen, und in dessen Boden in der Mitte ein verticales Rohr *TT* eingeschmolzen ist, das etwa 35—40 mm unter denselben hinabreicht; unten setzt sich dasselbe an das Schlangenrohr *OSSR* an, das in dem etwa 1 Liter fassenden Calorimeter sich befindet. Zwischen den Kolben und das Calorimeter sind von unten nach oben eingeschaltet: ein dünnes Kartenblatt *c′ c′*, eine Holzplatte *c c*, durch die das Rohr *T* hindurchgeht, ein Metallgewebe *n n*, ein Rundbrenner *l*, der an einer Stelle aufgeschnitten ist, und ein Metallgewebe *m*.



Die Ausführung der Versuche ist dieselbe wie bei dem gewöhnlichen Verfahren.

Für Wasser ergaben sich bei drei Versuchen (Menge des destillirten Wassers = 8,24 g; 6,86; 7,08) für die ganze zwischen 100° und 0° abgegebene Wärmemenge 635,2; 637,2; 636,2; im Mittel 636,2. Regnault fand 636,6.

Mit demselben Apparat hat der Verfasser die latente Dampfwärme für eine Reihe Dämpfe bestimmt und bei normalem Druck für die Gewichtseinheit gefunden:

Erstes Hydrat d. Salpeters.	115,1	Wasserfreies Chloral . . .	54,2
„ „ „ Essigsäure	120,8	Chloralhydrat	132,3
Wasserfreie Essigsäure . .	66,7		

E. W.

XXII. *C. von Than. Die Verbrennungswärme des Knallgases in geschlossenen Gefässen* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 947—952. 1877.).

Der Verfasser verbrennt in einem kleinen Glasgefäss eine gemessene Menge Knallgas im Bunsen'schen Eiscalorimeter, das in einem mit Eis gefüllten, gut isolirenden Schranke steht, keinen guten Leiter berührt und sammt der Capillare aus nur einem Stücke besteht. Quecksilber und Wasser wurden im Calorimeter im Vacuum ausgekocht, das aus dem Eisschranke ragende Ende des Capillarrohres an eine Quecksilberluftpumpe angeschmolzen, an der man den Druck im Innern bis auf $^1/_2$ mm bestimmen konnte. Die Ablesung an der Capillare wurde mit dem Mikrometer eines Fernrohrs (Schätzung bis auf 0.01 mm) gemacht; eine Grammcalorie gab etwa 9 mm am Capillarrohr. Das Knallgas wurde aus reiner, 10procentiger Schwefelsäure durch Electrolyse erzeugt und mit Phosphorsäureanhydrid getrocknet. Ein „Wärmeeudiometer", d. h. ein an beiden Enden mit Geissler'schen Capillarhähnen verschlossenes Glasrohr mit zwei feinen eingeschmolzenen Platindrähten für den electrischen Funken wurde mit Quecksilber calibrirt, von oben 2 bis 4 Stunden lang Knallgas durchgeleitet, unten ein kleines Schwefelsäuremanometer angebracht. Dann wurde der obere Hahn geschlossen und das Ganze eine Nacht über stehen gelassen. Früh vor Sonnenaufgang las man die Temperatur an (corr.) Geissler'schen Thermometern, den Druck mittelst eines Perreaud'schen Kathetometers ab und schloss den unteren Hahn mit einem hölzernen, $^1/_2$ m langen Schlüssel. Hintereinander aufgestellte Glasplatten schütz-

ten beim Ablesen den Apparat vor der Wärme des Beobachters. Dann brachte man das abgekühlte Wärmeeudiometer in das Calorimeter und wartete, bis der Quecksilberfaden constant wurde. Das Knallgas entzündete man mit sehr feinen, isolirten Platindrähten, beobachtete dann jede halbe Stunde den Quecksilberfaden, bis er constant blieb, und bestimmte die Anzahl der Calorien. Dann wurde das Calorimeter unter ausgekochtem Quecksilber geöffnet, und das zurückbleibende unverbrannte Knallgas (0,3—0,6 $^0/_0$) gemessen. — Unter Verbrennungswärme versteht der Verf. die Menge wirklicher Energie, welche abgegeben wird, wenn Knallgas von 0° und 760 mm Druck in einem geschlossenen Gefässe vollständig in Wasser von 0° verwandelt wird. Veränderungen des Luftdruckes ergeben geringe Differenzen in der Disgregation des Gases vor dem Verbrennen. Diese Energiemenge d wurde zu den beobachteten Wärmemengen hinzugefügt. Sie ist in Calorien $d = \frac{c_{pk} - c_{vk}}{\alpha} s(V - V_o)$, wenn c_{pk} und c_{vk} die mittlere spec. Wärme des Knallgases bei constantem Druck, resp. constantem Volumen, α den Ausdehnungscoefficienten, s das Gewicht der Volumeneinheit Knallgas, V das Volumen des Wärmeeudiometers bei 0°, V_o das Normalvolumen des verwendeten Knallgases ist. Die latente Wärme des nicht condensirten Wasserdampfes l wurde ebenfalls in Wärmeeinheiten berechnet; ist V das Volumen des Eudiometers, p die Tension des gesättigten Wasserdampfes bei 0°, s_1 das Gewicht einer Volumeneinheit, ϑ die Verdampfungswärme und p_o der Druck von 760 mm, so wird $l = \frac{Vp}{p_o} s_1 \vartheta$. — Ist V_n das Normalvolumen des verbrannten Knallgases, c_1 die Zahl der direct beobachteten Grammcalorien und e_v die totale Verbrennungswärme der Volumeneinheit des Knallgases, so wird: $e_v = \frac{c_1 + d + l}{V_n}$.

Aus 5 Beobachtungen ergab sich $e_v = 2{,}02930$ (Andrews 2,02858). Die Verbrennungswärme von 1 g Wasserstoff ist somit $e_{vh} = 33{,}982$ v. Than ($e_{vh} = 33{,}970$ Andrews). Um Fehler beim Messen der Gase zu umgehen, ward folgende Methode angewandt. Ein Wärme-

eudiometer, dessen Capillarhahn in einem Bunsen'schen Calorimeter gehandhabt werden konnte, war durch einen genauen Schliff mit einer Capillare verbunden, die aus dem Calorimeter und Eisschranke hervorragte. Am äusseren Ende dieser Capillare, war ein Geissler'scher Zweiweghahn angeschmolzen; der eine Gang führte zum electrolytischen Knallgasapparate, der andere zu einer zugleich als Manometer benutzten Quecksilberluftpumpe. Das evacuirte und mit Knallgas bis zum Drucke von 760 mm gefüllte Eudiometer wurde geschlossen, das Gas verpufft, die Calorien beobachtet, wieder Knallgas eingeführt und nach Regulirung des Druckes wieder verbrannt und diese Operation wiederholt, bis eine genau wägbare Wassermenge sich im Eudiometer gesammelt hatte; so war der Anfangszustand des Knallgases immer der normale, die Bestimmung der verbrannten Menge einfach auf Wägung des gebildeten Wassers reducirt, unabhängig von Druck und Volumen. So wurde die Verbrennungswärme bestimmt $e_{vh} = 34{,}0409$, welcher Werth von dem obigen nur um 0,14 % abweicht.

C.

XXIII. ***B. O. Peirce.*** ***Ueber die Bestimmung des Vertheilungsgesetzes der Wärme im Innern eines festen Körpers*** (Proc. of Amer. Acad. IV. p. 143—149. 1877.).

Da nach den Versuchen von Dulong und Petit und von Forbes der Wärmestrom an einem Orte sowohl an der Oberfläche, als auch im Innern eines Körpers nicht einfach proportional der Differenz seiner Temperatur und der der Umgebung ist, sondern auch von seiner absoluten Temperatur abhängt, so nimmt der Verf. mit Kelland[1]) die Wärmemenge, welche in der Zeiteinheit an einer Stelle x, y, z von der Temperatur v in der Richtung x durch die Oberflächeneinheit strömt, gleich $-c\frac{df(v)}{dx}$ an, worin c eine Constante, $f(v)$ eine Function von v bezeichnet. Ganz analog, wie Fou-

1) On the Present State of our Theoretical and Experimental Knowledge of the Laws of Conduction of Heat. 1841.

rier mittelst der einfacheren Annahme, leitet er dann das Vertheilungsgesetz der Wärme an der Stelle x, y, z im Innern eines festen Körpers von der specifischen Wärme $s = \Psi(v)$ zur Zeit t ab und findet:

$$\Psi(v)\frac{dv}{dt} = -c\left(\frac{d^2f(v)}{dx^2} + \frac{d^2f(v)}{dy^2} + \frac{d^2f(v)}{dz^2}\right).$$

Setzt man darin:

$$r^2 = x^2 + y^2, \qquad \varphi = \operatorname{arc\,tg}\frac{y}{x},$$

so ergibt sich:

$$\Psi(v)\frac{dv}{dt} = +c\left(\frac{d^2f(v)}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{df(v)}{dr} + \frac{1}{r^2}\frac{d^2f(v)}{d\varphi^2} + \frac{d^2f(v)}{dz^2}\right).$$

Es sei z. B. eine unendliche, gleichförmig temperirte, dünne Metallplatte zu beiden Seiten von einem vollkommenen Nichtleiter umgeben, so dass kein Wärmestrom senkrecht zur Ebene der Platte, der xy-Ebene, stattfinden kann. Wird dieselbe mittelst eines durch die Hülle hindurchgeführten Kupferstabes an einem einzelnen Punkte dauernd erwärmt, so verbreitet sich die Wärme um diesen Punkt in der xy-Ebene gleichmässig, und es ergibt sich daher für den stationären Zustand:

$$\frac{d^2f(v)}{dr^2} + \frac{1}{r}\cdot\frac{df(v)}{dr} = 0.$$

Daraus berechnet sich für diesen Fall die Function $f(v)$ und der Wärmestrom q in der Richtung r:

$$f(v) = A + B\log r, \qquad q = -c\frac{B}{r}.$$

Wird ferner die Platte mittelst eines Y-förmigen Stückes Kupfer an zwei um a von einander abstehenden Punkten erwärmt, so ist analog für eine Stelle x, y, z, die von denselben um r_1 und r_2 entfernt ist:

$$f(v) = A' + B'\log r_1 r_2.$$

Die Isothermen sind hier gegeben durch:

$$r_1 r_2 = \text{const.} \quad \text{oder:} \ (x^2 + y^2)((x-a)^2 + y^2) = k.$$

Da im allgemeinen $f(v)$ gleichzeitig mit v constant ist und umgekehrt, so beabsichtigen die Herren Peirce und

Lefavour das Gesetz an der Form der Isothermen zu prüfen, welche nach schliesslicher Fortnahme der Wärmequelle in einem die Metallplatte bedeckenden Gemenge von Paraffin, Harz und Wachs abgezeichnet werden. Mittelst eines an verschiedenen Stellen der von einem Punkte aus erwärmten Platte angelegten Thermoelementes wollen sie sodann die Function $f(v)$ selbst experimentell bestimmen. Als nichtleitende Hülle soll Infusionserde von New Hampshire dienen.

Aus den obigen allgemeinen Gleichungen werden, wie der Verfasser bemerkt, für den stationären Zustand, jedoch nur für diesen, die von Fourier abgeleiteten erhalten, wenn man darin $f(v) = v$ setzt. Dass aber diese Annahme von Fourier unrichtig ist, dafür macht der Verfasser die Consequenz derselben geltend, dass die Temperatur eines beliebigen Punktes der Platte, die ursprünglich überall die Temperatur Null hatte und dann von zwei Punkten aus erwärmt wurde, gleich der Summe der Temperaturen sein müsste, welche derselbe Punkt annähme, wenn nach einander jeder der beiden erwärmten Punkte allein wirkte (und der andere gleichzeitig auf 0^0 bliebe; d. Ref.); es sollten sich dann nämlich Punkte finden lassen, welche im stationären Zustande beinahe die doppelte Temperatur besitzen, wie jeder der beiden erwärmten Punkte. E. L.

XXIV. ***P. Cantoni.*** *Ueber die Abkühlung der Flüssigkeiten* (Cimento (3) I. p. 33—34. 1877.).

Der Verf. hat den Einfluss der Gestalt und der Dimensionen der Kugeln von Thermometern auf deren Abkühlungsgeschwindigkeit untersucht und hat zunächst bestätigt, dass dieselbe in bewegter Luft grösser als in ruhiger ist, und dass sie in sehr schnell bewegter unabhängig ist von der besonderen Natur der Kugeloberfläche. Die Beziehungen, die der Verf. zwischen der Diathermansie der die Thermometerkugel erfüllenden Flüssigkeit und der Abkühlungsgeschwindigkeit gefunden haben will, bedürfen wohl noch einer weiteren Bestätigung. E. W.

XXV. ***J. L. Soret.*** ***Ueber die ultravioletten Absorptionsspectren verschiedener Flüssigkeiten*** (Arch. d. Gen. (2) LX. p. 298—300. 1877.).

Die Beobachtung dieser bereits von Stokes und Miller untersuchten Erscheinungen ist durch Anwendung des Spectroskopes mit fluorescirendem Ocular, Prismen und Linsen aus Quarz wesentlich erleichtert worden. Als Lichtquelle diente entweder die Sonne oder Funken zwischen Magnesium-, Zink- und Aluminiumelectroden. Die Magnesiumlinien sind von Mascart untersucht, es sind deren 26; an die letzte schliessen sich drei brechbarere Zinklinien an und an diese drei Aluminiumlinien. Die ersteren seien durch 27, 28, 29, die letzteren durch 30, 31, 32 bezeichnet.

Die Chloride und Sulfate der Alkali- und alkalischen Erdmetalle zeigen eine grosse Durchsichtigkeit. So lassen 1 cm dicke Schichten der Lösungen folgender Substanzen, wenn dieselben stets gleiche Menge Chlor enthalten, noch die folgenden Linien hindurch:

KCl:27, $NaCl$:24, $LiCl$:25 (wird geschwächt), $MgCl_2$:28, $CaCl_2$:24, $SrCl_2$:27, $BaCl_2$:28.

Das Wasser selbst ist sehr durchlässig für die ultravioletten Strahlen.

Bei Salzlösungen sind für die Absorption Concentration und Dicke der absorbirenden Schicht äquivalent.

In vielen Fällen nehmen Basis und Säure ihre Eigenschaften mit in die Lösungen, so geben wässerige Lösungen von Salpetersäure dieselben Absorptionsspectren, wie Lösungen von Nitraten, die gleiche Mengen Salpetersäure in der Volumeneinheit enthalten.

Eine Reihe von Substanzen besitzt ein sehr starkes Absorptionsvermögen für die ultravioletten Strahlen, so vor allem die Salpetersäure. Eine grosse Zahl von Salzlösungen zeigt Absorptionsstreifen im ultravioletten Spectrum, so haben sehr verdünnte Chromat- und Bichromatlösungen deren zwei, den einen zwischen H und N, den anderen zwischen der 15. und 20. Kadmiumlinie. Das Ceriumsulfat hat einen zwischen der 17. und 23., und das

Kaliumpermanganat einen zwischen der 10. und 17. Die Nitrate zeigen bei bestimmter Concentration, wie schon Stokes nachgewiesen hat, gleichfalls einen Absorptionsstreif. Das Didymsulfat verdunkelt das Spectrum zwischen *N* und *O*. E. W.

XXVI. ***Ed. Hagenbach.*** *Optische Eigenschaften des Flusspathes* (Arch. d. Gen. (2) LX. p. 297—298. 1877.).

Bekanntlich kann der Flusspath auf dreierlei Weise zum Leuchten gebracht werden, durch Erhitzen bis zu einer unter der Glühhitze liegenden Temperatur, durch Fluorescenz und durch Phosphorescenz.

Hagenbach fand, dass, wenn auch beim Erhitzen verschiedene Stücke und dasselbe Stück bei verschiedenen Temperaturen verschiedene Farbennuancen zeigen, das Spectrum des ausgesandten Lichtes doch stets aus denselben 9 Banden von constanter Lage aber wechselnder Intensität besteht. Eine zu starke Erhitzung nimmt dem Flusspath die Fähigkeit zu leuchten, doch erhält er sie bei längerem Liegen, sei es im Licht, sei es im Dunkeln, wieder. Das Phosphorescenzspectrum ähnelt dem obigen sehr und besteht aus 10 hellen Banden, deren Lagen freilich nicht genau mit denen des beim Erhitzen sich zeigenden Lichtes übereinstimmen. Ihre relative Intensität ändert sich auch, das grüne Licht hält am längsten an.

Das Fluorescenzspectrum unterscheidet sich von den vorhergehenden vollkommen, es erstreckt sich continuirlich vom Orange bis zur Linie *G* und zeigt ein Maximum bei *F*. Wahrscheinlich ist die Fluorescenz durch einen fremden Stoff bedingt. E. W.

XXVII. ***H. W. Vogel.*** *Spectroskopische Notizen* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 1428—32. 1877.).

I. Ein Universalstativ für die Benutzung des Taschenspectroskops. Der Verf. wendet ein Taschenspectroskop an, das an seinem Spaltende eine seitliche

Oeffnung *O* hat, durch die das Licht, welches ein an der Seite des Spectroskops drehbar befestigter Spiegel reflectirt, auf ein total reflectirendes Prisma fällt, welches das Licht in den oberen Theil des (eigentlichen) Spaltes wirft und so ein Spectrum zur Vergleichung über dem zu beobachtenden liefert.

Eine möglichst vielseitige Anwendung des Spectroskops erlaubt folgendes vom Verf. construirte Stativ.

Das Taschenspectroskop *S* wird in eine Klemme *L* gespannt, die sich um eine horizontale Axe drehen und mittelst einer Führung *T* an einer verticalen Säule *C* hoch und niedrig stellen lässt. Ein zweiter Ring *h* trägt einen langen, verschiebbaren, rechtwinklig gebogenen Draht, auf den man das Glasröhrchen mit dem Platindraht *r* steckt, der die Probe trägt. So vorgerichtet, dient der Apparat zur Bestimmung der in der gerade gegenüber dem Spalte aufgestellten Beobachtungsflamme erscheinenden Linien. Die Vergleichungsflamme wird so aufgestellt, dass sie gegenüber der kleinen Oeffnung *O* steht, hinter welcher sich das erwähnte total reflectirende Prisma befindet, auf das man auch das Tageslicht fallen lassen kann. Für Absorptionsanalysen wirft man mittelst eines Spiegels da Tageslicht in das horizontal stehende Spectroskop *S*. Federnde verstellbare Klemmen halten die zu beobachtenden Flüssigkeiten in Reagensgläschen unmittelbar vor den Spalt des Spectroskops, die damit zu vergleichende Flüssigkeit vor den Spiegel *O*.

Will man lange Schichten, z. B. von sehr verdünnten Lösungen untersuchen, so füllt man diese in ein Reagensglas, umwickelt es mit Papier, klemmt es senkrecht ein und stellt das Spectroskop durch Drehung senkrecht darüber. Ein an einem an dem Stativ befindlichen und verschiebbaren Draht befestigter Spiegel wirft Licht durch die Röhre in das Spectroskop. Das Stativ kann auch portativ eingerichtet werden; der Fuss *F* wird durch einen flachen Kasten ersetzt, der das Spectroskop, die Säule *C* u. s. w. enthält und auf welchen man die Säule *C* bei der Benutzung aufschraubt.

Eine zweite Notiz über die Untersuchungen von Himbeersaft hat nur technisches Interesse. C.

XXVIII. *A. Arzruni. Krystallographische Untersuchung einiger organischer Verbindungen* (Z. S. f. Krystgr. I. p. 434—452. 1877.).

Die durch P. Groth's Untersuchungen an Derivaten des Benzols im Jahre 1870 gefundenen Thatsachen, die eine gesetzmässige Aenderung der Krystallform (Morphotropie) einer ursprünglichen Verbindung durch Substitution einzelner ihrer Atome durch andere Atome nachweisen, bestätigte C. Hintze später durch Untersuchung von Naphthalin derivaten (Pogg. Ann. Ergbd. VI. p. 177).

In weit höherem Grade als die Isomorphie bedarf die Morphotropie zahlreicher Belege und Detailuntersuchungen, da wir es hier mit viel complicirteren, dem Beobachter oft verborgen bleibenden Beziehungen zu thun haben. Einen Beitrag hierzu bieten folgende (auf p. 34) zusammengestellte krystallographische Bestimmungen des Verfassers.

Die Verbindungen 1—4 zeigen, dass der Eintritt einer NO_2-Gruppe an Stelle eines H-Atoms eine weit geringere krystallographische Veränderung zur Folge hat, als der eines Atoms Br oder J. Besonders, wenn man das Verhältniss der Axen a:b betrachtet, tritt die geringere morphotropische Wirkung der Gruppe NO_2 hervor.

Es sind dies Thatsachen, welche die schon von Groth gefundenen Resultate bestätigen.

Das Triphenylbenzol zeigt eine Stärke der Doppelbrechung, wie sie bis jetzt an keinem anderen Körper beobachtet worden ist. Die drei Hauptbrechungsexponenten wurden an zwei Prismen bestimmt, von denen das erste, ein natürliches, von den Flächen ∞P begrenztes, die Brechungsindices α und β, ein anderes, mit einem von einer natürlichen Fläche ($P\breve{\infty}$) und einer angeschliffenen Basis (oP) gebildeten brechenden

Substanz	Krystall-system	Axenverhältniss $a:b:c$	Spaltbarkeit	Dispers. d. opt. Axen	Ebene der optisch. Axen	Mittellinie I.	Mittel-linie II.
1. Bromnitrophenol	monoklin	2,9410 : 1 : 1,6249	+ Ᵽ∞		Symm.-Ebene	Bildet im stumpf. ∠β mit c einen ∠ v. 106°	
2. Dibromnitrophenol	monoklin	0,5151 : 1 : 0,5912	∞Ᵽ∞. oP uneb.	$\varrho > v$	⊥ Symm.-Eb.	In d. Symm.-Eb. fast ⊥ ∞Ᵽ∞	
3. Bromjodnitrophenol	monoklin	0,5198 : 1 : 0,5871	oP unvollk.		⊥ Symm.-Eb.	Axe b	
4. Binitrobromphenol	monoklin	2,7947 : 1 : 1,7783			Symm.-Ebene	Im stumpf. ∠β 57½° geg. c gengt.	
5. Citrabrombrenz-weinsäure	monoklin	0,7504 : 1 : 1,1175	∞Ᵽ∞ u. ∞Ᵽ∞ vollkommen		⊥ Symm.-Eb.	Im sp. ∠β geg. c ∠ 62° in d. S.-Eb.	Symmetrie-axe
6. Itabrombrenzwein-säure	monoklin	0,2914 : 1 : 0,4101			⊥ Symm.-Eb.		
7. Orthonitrobenzoë-säureäthyläther	triklin	0,8673 : 1 : 0,8052	keiner Richtung merklich				
8. Metanitrobenzoë-säureäthyläther	monoklin	1,0765 : 1 : 0,6749	oP vollkommen		Symm.-Ebene	Fast ⊥ oP	
9. Paranitrobenzoë-säureäthyläther	monoklin	0,5355 : 1 : 0,3211					
10. Paranitroacetanilid	rhombisch	0,8889 : 1 : 1,0448			∞P$\breve{\infty}$	Axe c, —	
11. Triphenylbenzol	rhombisch	0,5662 : 1 : 0,7666	oP unvollk.		∞P$\breve{\infty}$	Axe c	
12. Kohlenwasserstoff $C_{13}H_8$	rhombisch	0.487 : 1 : 0,527					
13. Thiodiglycolamid	quadratisch	a : c = 1 : 1,6987	oP vollkommen				
14. Selenodiglycolsäur.	monoklin	3,0385 : 1 : 2,9116	∞Ᵽ∞		Symm.-Ebene		
15. Succinylbernstein-säureäthyläther	triklin	0,5809 : 1 : 1,3614	∞P′, vollkom. oP unvollkom.	$\varrho < v$	Fast ⊥ ∞P′,	Fast ⊥ ∞P′,	
16. Triphenylamin	monoklin	0,9913 : 1 : 1,4119	k. Richt. merkl.		Symm.-Ebene		
17. Zimmtsäure	monoklin	0,8590 : 1 : 0,3156	∞Ᵽ∞		⊥ Symm.-Eb.		Symm.-Axe

Winkel, den dritten Index γ lieferte. Mit Lithiumlicht konnten β und γ nicht beobachtet werden:

	α	β	γ
Li	1,5202	—	—
Na	1,5241	1,8670	1,8725
Tl	1,5291	1,8848	1,8897

C.

XXIX. *C.* ***Bodewig.*** ***Krystallographische Untersuchung einiger organischer Verbindungen*** (Z. S. f. Krystgr. I. p. 583—595. 1877.).

Die Resultate der Untersuchung enthält die (p. 36) folgende Tabelle. 2 V ist der wahre Axenwinkel, der scheinbare in Luft 2 E, in Oel 2 Ha. Die Originalabhandlung enthält genaue Zeichnungen der untersuchten Krystalle.

Das resorcin- und das hydrochinonschwefelsaure Kali haben verschiedene Krystallformen, jedoch noch einige Winkelähnlichkeit in der Prismenzone. Nur das zweite zeigt eine einfache morphotropische Beziehung zum phenolsulfosauren Kali, aus dem beide durch Eintritt von OH für H sich ableiten; es hat fast dasselbe Verhältniss b zu c. Nimmt man bei dem hydrochinonschwefelsauren Kali $\frac{1}{2}$ P als Grundform, so erhält man ein ähnliches Axenverhältniss: $a:b:c = 0{,}7641:1:1{,}0482$, wie bei (4): $a:b:c = 0{,}8790:1:1{,}0076$. Das Metabromnitrobenzol ist vollkommen isomorph mit dem Metachlornitrobenzol, das Nitrometabromnitrobenzol (6) mit dem Nitrometachlornitrobenzol (Ber. d. chem. Ges. IX, p. 763). (6) leitet sich von (5) ab durch den Eintritt einer Nitrogruppe (NO_2 für H); aus einem rhombischen Körper wird dadurch ein monokliner, doch ist ausser dem System im wesentlichen nur die Axe a geändert. Das Nitroparadichlorbenzol (7) entsteht durch Eintritt von NO_2 für H in das monokline Paradichlorbenzol; es ist triklin, doch sind sich beide Körper in gewissen Winkeln mehrerer Zonen sehr ähnlich. Ein genauer Vergleich von (7) mit Metachlornitrobenzol, aus dem es durch Eintritt von Cl für H entstanden, be-

Substanz	Krystall-system	Axenverhältniss $a : b : c$	Spaltbar nach:	Axenwinkel	Ebene d. opt. Axen u. Charakter der Doppelbrechung	Mittellinie I.	Mittel-linie II.
1. Phenolschwefelsaur. Kali $C_6H_5OSO_3K$	rhombisch	0,9534 : 1 : 2,2320	oP vollkommen; $\infty\breve{P}\infty$	2 E: Li-Roth 87° 33′ Na-Gelb 87° 58′ Tl-Grün 88° 35′	$\infty\breve{P}\infty$; +	Die Verticalaxe	
2. Resorcinmonoätherschwefels. Kali $C_6H_4OHOSO_3K$	triklin	0,7419 : 1 : 0,7021	$\infty\bar{P}\infty$ vollk.				
3. Hydrochinonmonoätherschwefels. Kali dem vorigen isomer	rhombisch	0,7641 : 1 : 2,0965	oP (?)	2 Ha: Li-Roth 83° 16′ Na-Gelb 83° 39′ Tl-Grün 84° 3′	$\infty\breve{P}\infty$; +	Axe *c*	
4. Paraphenolsulfosaur. Kali $C_6H_4HOSO_3K$	rhombisch	0,8790 : 1 : 1,0017 (v. Rath: 0.8799 : 1 : 1,0076)	keiner Richtung deutlich	2 Ha: Li 75° 4′ Na 75° 37′ Tl 76° 6′ | 2 V Roth = 67° 49′ Gelb = 68° 15′ Grün = 68° 36′	oP; +	Axe *b*	
5. Metabromnitrobenzol, $C_6H_4NO_2Br$	rhombisch	0,4957 : 1 : 0,5549	$\infty\breve{P}\infty$ vollk.	2 Ha Li-Roth = 83° 8′ Na-Gelb = 83° 56′	$\infty\bar{P}\infty$; —	Axe *c*	
6. Nitrometabromnitrobenzol, $C_6H_3(NO_2)_2Br$	monoklin; $\beta = 86° 3\frac{1}{2}'$	0,6880 : 1 : 0,5495	∞Ꝑ∞ vollk.		Die Symmetrieebene		
7. Nitroparadichlorbenzol, $C_6H_3Cl_2NO_2$	triklin	0,8763 : 1 : ?	oP vollk.	2 Ha Roth 78° 22′ Gelb 77° 53′	—	Fast ⊥ oP	
8. Nitrometadibrombenzol, $C_6H_3Br_2NO_2$	monoklin; $\beta = 56° 12'$	0,5795 : 1 : 0,2839	oP vollk.	2 E = 72° 56′ (Roth) 72° 19′ (Gelb)	⊥ ∞Ꝑ∞; —		
9. α-Dinitrochlorbenzol, $C_6H_3Cl(NO_2)_2$	rhombisch	0,8086 : 1 : 0,7128		2 E = 102° 46′ (Roth) 109° 49′ (Blau)	$\infty\breve{P}\infty$	Die Verticalaxe	
9. β-Dinitrochlorbenzol	rhombisch, sphenoidal hemiëdrisch	0,8346 : 1 : 0,3866	$\infty\breve{P}\infty$	2 E = 94° 15′ (Roth) 99° (Blau)	$\infty\bar{P}\infty$; +	Axe *b*	
10. Hydrocyancarbodiphenylimid, $(C_6H_5)_2N_2C(CN)_2$	monoklin; $\beta = 59° 49'$	0,4741 : 1 : 0,2611	∞Ꝑ∞ vollk.; ∞P		+		Axe *b*
11. Chloralid $CCl_3HC\langle{}^{COO}_{O}\rangle CHCCl_3$	monoklin; $\beta = 84° 52'$	1,2083 : 1 : 1,3620	∞Ꝑ∞ vollk.	2 Ha: Li = 99° 27′ Na = 99° 51′	⊥ ∞Ꝑ∞; —	Eine der Axe *b* parallele Mittellinie zeigt gekreuzte Dispersion	
12. Bichloracrylsäure, $CCl_2CHCOOH$	monoklin; $\beta = 86° 36'$	1,139 : 1 : 0,5209	∞P deutlich	Starke Dispersion der Axen	∞Ꝑ∞		

stätigt die von Groth gemachte Bemerkung, dass durch Eintritt von Cl oder Br die Symmetrie der Krystalle verringert wird, während einzelne Winkel gleich bleiben; letzterer Körper ist rhombisch, (7) triklin. Aus (5) leitet sich (8) ab; das System wird monoklin, die Prismenzone bleibt erhalten. Die beiden isomeren, rhombisch krystallisirenden Dinitrochlorbenzole (9) zeigen eine Aehnlichkeit des Prismenwinkels mit dem von (7). Die Krystalle von (7) sind sehr plastisch; man kann einen etwas lang ausgebildeten um 45° an den Enden tordiren, ohne ihn zu zerbrechen. C.

XXX. *J. H. van't Hoff. Ueber den Zusammenhang zwischen optischer Activität und Constitution* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 1620—23. 1877.).

Schon früher [1]) hat der Verf. den Satz aufgestellt, dass sämmtliche der Constitution nach bekannte optisch active Körper ein asymmetrisches, d. h. mit 4 ungleichen Radicalen verbundenes Kohlenstoffatom enthalten. Daraus folgt, dass „die Activität verschwindet in solchen Derivaten activer Körper, bei deren Entstehen die Asymmetrie der Kohlenstoffatome aufhört“. Reactionen, bei denen active Körper die Asymmetrie der Kohlenstoffatome einbüssen, finden 1) bei hoher, 2) bei gewöhnlicher Temperatur statt, 3) werden sie von Organismen herbeigeführt.

Bei steigender Temperatur büssen sämmtliche active Körper ihre Activität dauernd ein, was nicht unbedingt dem Verschwinden der Asymmetrie zugezählt werden muss. Die höchste Wichtigkeit besitzen die von Organismen herbeigeführten Vorgänge, da sie selbst die anscheinend eingebüsste Activität wieder zu Tage fördern; (Pasteur führte Traubensäure durch Pilze und Gährung in Linksweinsäure über. [2]))

Inactiv ist: 1) Die aus Linksäpfelsäure erzeugte Fumar- und Maleïnsäure; 2) das aus linksäpfelsaurem

---

1) Ber. d. chem. Ges. IX. p. 215 u. 1339.

2) C. R. CLVI. p. 616; LI. p. 298.

Ammon erhaltene Fumarimid; 3) der aus activem Amylalkohol dargestellte Amylwasserstoff, das Amylen und Methylamyl; 4) die aus Rechtswein- und Rechtsäpfelsäure erhaltene Bernsteinsäure; 5) auch der Aethylalkohol aus activer Glucose; 6) die aus Zucker oder Rechtsweinsäure erhaltene Oxalsäure; 7) das aus Kohlehydraten durch Schwefelsäure erzeugte Furfurol; 8) die nach Piria aus Asparagin durch Gährung bereitete Bernsteinsäure; 9) die nach Perkins und Duppa aus Rechtsweinsäure erhaltene Chlormaleïnsäure.

Die zwei activen Weinsäuren behalten die Activität in den beiderseitigen Salzreihen, Estern und Estersäuren, im Amid und in der Amidsäure (Biot, Pasteur); die Rechtsweinsäure bleibt auch activ bei der Ueberführung in Aepfelsäure (Bremer), nicht aber bei Umwandlung in Bernsteinsäure (Bremer, van't Hoff), in Chlormaleïnsäure und Oxalsäure (van't Hoff). Asparagin bleibt activ in seinen Salzen, auch in der abgeleiteten Asparaginsäure und Aepfelsäure, nicht aber bei der Ueberführung in Maleïn- und Fumarsäure (Pasteur) oder Bernsteinsäure (van't Hoff).

C.

XXXI. ***Berthelot.*** *Ueber das Drehungsvermögen des Metastyrolens* (C. R. LXXXV. p. 1191—93. 1877.).

Der Verfasser weist nach, dass das bei gewöhnlicher Temperatur im Laufe längerer Zeit sich aus dem flüssigen Styrolen bildende, ihm isomere feste Metastyrolen ein specifisches Drehungsvermögen von etwa $\alpha_D = -2{,}2^0$ besitzt. Das Resultat ist deshalb interessant, weil es mit der Hypothese von Lebel und Van't Hoff, dass nur bei asymmetrischer Anordnung der Kohlenstoffatome ein Körper Drehungsvermögen besitzen soll, unvereinbar ist.

E. W.

XXXII. ***Lermontoff.*** *Ueber den photographischen Process* (Journ. d. phys. Ges. in St. Petersb. IX. Heft 7. 1877.).

In einer trockenen Schicht von jodirtem und bromirtem Collodium erblickt man unter dem Mikroskope bei 300 bis

500 maliger Vergrösserung krystallinische, durchsichtige Körnerchen von Jod- und Bromsalzen in regelmässiger Lagerung. Nach dem Eintauchen der Platte in ein Silberbad werden die Körner grösser, wobei sie sich in Silbersalze verwandeln; die Entfernungen ihrer Mittelpunkte scheinen sich aber nicht zu ändern. Jedes einzelne Körnchen scheint sich in ein entsprechendes Haloidsalz des Silbers zu verwandeln. Begiesst man die Platte mit einer Erzeugerflüssigkeit, so werden die Körner rasch undurchsichtig und wachsen ununterbrochen, wie bei der Erscheinung der Krystallisation unter dem Mikroskop. Bei lang anhaltender Berührung mit dem Erzeuger, welchem Silbernitrat beigemengt ist, wachsen die Körner bis zu gegenseitiger Berührung, wodurch die Platte schwach spiegelnd wird.

Davanne bemerkte, dass ein mit Silber auf Papier gezogener Strich durch eine Erzeugerflüssigkeit mit etwas Silbernitrat deutlich sichtbar wird. Die Wirkung des Erzeugers ist demnach durchaus nicht bedingt durch eine vorausgegangene Einwirkung des Lichtes, sie kann vielmehr auch ganz unabhängig von demselben eintreten, wenn die Flüssigkeit mit Silbertheilchen in Berührung kommt.

Dieser Umstand und das unbegrenzte Wachsen der Körner machen es wahrscheinlich, dass hier eine galvanische Reduction des Silbers aus dem Silbernitrat vor sich geht. Beim Begiessen der Platte mit Eisenvitriol, dem Silbernitrat beigemengt ist, können sich in der That moleculare galvanische Elemente bilden aus Theilchen von Eisenvitriol, Silberlösung und metallischem Silber, wie beim Davanne'schen Versuch, oder auch durch andern Theilchen, die das Silber ersetzen können. Wahrscheinlich können als solche alle Leiter des Stromes dienen, wenn nur die electromotorische Kraft gross genug ist, um das Silber zu reduciren. Der Davanne'sche Versuch wurde so abgeändert, dass auf einer Glasplatte Zeichen gemacht werden: mit Bleistift, Platin, Kupfer, Paraffin und Gummielasticum, an anderen Stellen wurde die Platte mit Ammoniak und Jodlösung betupft oder mit dem Finger

stark berührt. Die mit den Metallen gemachten Zeichen waren nur als Hauchbilder sichtbar, die übrigen Zeichen waren sehr deutlich zu sehen. Die Platte wurde nun mit einer Lösung von Eisenvitriol und Höllenstein übergossen, denen ein wenig Essigsäure zugesetzt war. Es traten nun die mit Metallen gemachten Zeichen sehr deutlich hervor, während die anderen unsichtbar blieben; das Paraffinzeichen war negativ geworden, weil die ganze Platte sich mit einem Hauch bedeckte und das Paraffin beim Waschen sich ablöste. Unter dem Mikroskope betrachtet, erwiesen sich die Zeichen als aus Körnerchen gebildet, ganz von demselben Aussehen wie auf einem photographischen Negativ. Pyrogallussäure wirkte ganz wie Eisenvitriol. Um zu zeigen, dass es galvanische Niederschläge waren, die sich bildeten, wurde ein Element aus denselben Bestandtheilen gebildet. Ein Trichterchen von Pergamentpapier wurde mit Silbernitratlösung von 2 % gefüllt und in ein Gefäss mit Eisenvitriollösung getaucht. Ein zum Bügel gebogener Silberstreif wurde mit dem einen Ende in die eine, mit dem andern in die zweite Flüssigkeit getaucht. Schon nach wenigen Minuten zeigten sich Silberkrystalle an dem in Silbernitrat getauchten Ende des Bügels, die nach einiger Zeit zu Büscheln heranwuchsen. Ein Platindraht statt des Silberbügels gab dasselbe Resultat.

Man ist daher zu dem Schlusse berechtigt, dass der Process des Erzeugens und Belebens photographischer Negative in galvanoplastischen Niederschlägen besteht, die durch moleculare Elemente hervorgebracht werden. Die Wirkung des Lichtes würde dann darin bestehen, dass durch dasselbe die an der Oberfläche des Negativs liegenden Theilchen der sensibeln Schicht zu metallischen Leitern des Stromes verwandelt werden. Wahrscheinlich wird das Jod- und Bromsilber durch das Licht in Haloid und Metall zerlegt.

In dem übrigen Theile der Arbeit wird eine Erklärung der Topenau'schen photographischen Methode gegeben, die von der üblichen abweicht, indem das Erscheinen des Bildes nicht einem chemischen Einflusse des Albumins

zuzuschreiben ist, sondern dem Umstande, dass das Albumin die Grundlage ist, auf welcher die Silbertheilchen haften. Der Beweis hierfür liegt darin, dass die Albuminschicht durch das Glas des Negativs ersetzt werden kann, wenn man die Glasplatte in die Camera umgekehrt, mit dem Glase nach vorn, einstellt, wo dann die Glasoberfläche die Basis für die Silbertheilchen wird. Bei solcher Einstellung kann die Albuminschicht fortgelassen werden.

R. L.

XXXIII. ***Righi***, ***Experimente über electrische Entladungen*** (Cimento (3) I. p. 234—269 u. II. p. 28—38. 1877.).

Eine electrische Entladung, welche einen Widerstand unter Lichterscheinung durchbricht, zeigt in Bezug auf Form und Farbe die grösste Mannigfaltigkeit. Versuche darüber, bei denen das Gesetzmässige mit dem scheinbar Zufälligen sich in der verschiedensten Weise vermischt, hat der Verf. in grosser Zahl angestellt und beschrieben, sowie zum Theil auf 5 Tafeln abgebildet. Wir werden uns hier indess im wesentlichen auf eine Inhaltsangabe beschränken müssen.

Der Verf. beschreibt das Aussehen des Entladungsfunkens einer electrischen Flaschenbatterie von verschiedener, jedoch nicht genauer angegebener Capacität bei verschiedenen ebenfalls nicht genau angegebenen Schliessungsbögen und unterscheidet zunächst beim Durchgange der Entladung durch Luft mit wachsendem Widerstande der Leitung vier nach Form und Farbe verschiedene Entladungsarten. Die Form der Entladungserscheinung studirt er ferner, indem er durch eine photographische Linse auf empfindliche Platten die Bilder projicirt und hervorruft [1]). Auf der betreffenden Tafel finden sich auch einige

---

1) Wenn der Verf. hierbei nur auf die von Tait (Edinb. Trans. 1875) mit einer Quarzlinse erzeugten Photographien hinweist, so scheint ihm unbekannt zu sein, dass Ref. bereits 1862 bei Gelegenheit seiner Untersuchungen über die oscillatorische Entladung (Pogg. Ann. CXVI. p. 133) vermittelst eines ruhenden Hohlspiegels auf einer photographischen Platte Funkenbilder entworfen, abgebildet und ihre Beziehungen zu Widerstand und Ladung nachgewiesen hat.

recht anschauliche Bilder, die mit einer stereoskopischen Camera hergestellt sind. Man kann hier mit dem Stereoskop die räumlich verschiedene Lage und Krümmung der einzelnen Funkenstränge (ob nur von je einer oder jedesmal von mehreren aufeinanderfolgenden Entladungen, ist nicht zu ersehen. W. F.) wahrnehmen.

In einem nach dem Schema eines Ω gebildeten Schliessungsbogen untersucht der Verfasser die Maximalschlagweite an der Basis des Ω in Abhängigkeit vom Widerstand der einzelnen Theile des Schliessungsbogens und erhält vorauszusehende Resultate.

Weiterhin betrachtet der Verfasser die Erscheinung der Flaschenentladung in Flüssigkeit. Wenn die Schlagweite in derselben (destill. Wasser) so gross ist, dass kein directer Funke auftritt, so findet er bei starken Entladungen am — Pol eine weissliche sternförmige Figur, am + Pol eine röthliche, ausgebreitetere Verästelung. Die Versuche sind mannichfach modificirt und zahlreiche Abbildungen gegeben. Tritt eine sichtbare Entladungserscheinung, ohne einen directen Funken zu bilden, zugleich oder allein an der Oberfläche der Flüssigkeit auf, so zeigt sich hier ebenfalls eine stärkere Verästelung am + Pole. Dasselbe gilt für die Oberflächenentladungen auf photographischen Platten, wo das Bild nachher auf gewöhnliche Weise hervorgerufen wird.

Auf Holzflächen erhält der Verf. ellipsoidische Entladungserscheinungen, wobei die grosse Axe der Ellipse senkrecht auf den Fasern des Holzes steht. W. F.

XXXIV. ***Luigi Ponci.*** *Neues Element mit Eisenlösungen* (L'Elettricista I. p. 334—341. 1877.).

Ponci stellt in ein Glas, welches mit einer Lösung von Eisenchlorid (35° Beaumé) gefüllt ist, einen Stab von Bunsen'scher oder Gasretortenkohle und einen Thoncylinder voll Eisenchlorürlösung (35° B.), in welchem sich ein Eisenblech befindet. An den Kohlenstab ist eine messingene Klemm-

schraube geklemmt, an das Eisenblech der Leitungsdraht direct gelöthet.

Die electromotorische Kraft (nach der Ohm'schen Methode) ist in Jacobi'schen Einheiten ($^1/_{12}$ Daniell) gleich 10,55—11,5 (0,9 D.). G. W.

XXXV. *V. Riatti und G. Montanari. Ueber Electrosmose und ein neues electrosmotisches Element* (L'Eletricista. I. p. 248—251. 1877.).

Schon im Jahre 1864 senkte Riatti in eine Lösung, in der ein mit dem Galvanometer verbundenes Metallblech lag, ein Bündel von Drähten von demselben Metall, welches gleichfalls mit dem Galvanometer verbunden war, und erhielt einen Strom, der in der Flüssigkeit vom Blech zu dem Bündel ging, in dem die Flüssigkeit durch Capillarität in die Höhe stieg. Statt der Drahtbündel ist auch Metall- oder Coakspulver anzuwenden. Danach sollte das capillare Aufsteigen selbst einer Umwandlung der electrischen Energie in mechanische Arbeit zuzuschreiben sein. Nachher beobachteten Montanari und Riatti Ströme beim ungleichzeitigen Eintauchen von Coaksstücken oder Stäbchen aus Coakspulver in Lösungen. (In der That dürften die obigen Phänomene ganz auf die längst bekannten und zum grossen Theil auf ihre Ursachen untersuchten Ströme beim ungleichzeitigen Eintauchen zurückzuführen sein. G. W.) Weiter erhielten die Verf. Ströme, als sie in ein Glas eine mit einer Leitung verbundene Metallplatte, darauf Coakspulver brachten, in letzteres ein oben offenes Glasrohr senkten, das ganze Glas mit Salzlösung füllten, in das Glasrohr dieselbe Lösung mit Zucker gemischt brachten und nun einen Metallbügel als zweite Electrode mit seinen beiden Schenkeln in das Rohr und die Salzlösung im Glase eintauchten. Hier soll der Strom durch die Endosmose in dem Coakspulver bedingt sein. (Man hat aber doch hier ein Element Coaks, zuckerhaltige oder reine Salzlösung, Metall. G. W.)

G. W.

XXXVI. ***E. v. Fleischl.*** ***Neue Methode zur Bestimmung des inneren Widerstandes galvanischer Elemente*** (Wien. Ber. LXXV. (2) März 1877. Separatabz. p. 1—2.).

Zwei der zu untersuchenden Elemente werden in ganz gleicher Weise hergestellt, dann mit ihren einen gleichnamigen Polen mit einander verbunden und mittelst der anderen in den Schliessungskreis einer Wheatstone'schen Brücke, z. B. eines Siemens'schen Universalgalvanometers, eingeschaltet. Man kann dann den Widerstand der beiden combinirten Elemente, wie den jedes anderen stromlosen und polarisirbaren Leiters bestimmen. Durch Verändern der Richtung des messenden Stromes bei der Nullstellung der Nadel in der Brücke kann man sich von der Abwesenheit der Polarisation überzeugen.

Eine ähnliche Methode ist, wie auch der Verf. angibt, in der Gebrauchsanweisung zum Universalgalvanometer von Siemens p. 5. 1875 mitgetheilt. G. W.

XXXVII. ***Herbert Tomlinson.*** *Ueber die Zunahme des Leitungswiderstandes der Drähte durch Dehnung* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 401—410. 1877.).

Zwei 14 Fuss lange Drähte aus demselben Material wurden neben einander an Haken aufgehängt, oben mit einander verbunden, unten belastet und an zwei etwa 5 Zoll über ihren unteren Enden befindlichen Punkten mittelst Kupferdrähten in dem einen Zweig einer Wheatstone'schen Brücke einem nahezu auf gleichen Widerstand mit ihnen eingestellten Rheostaten in einem anderen Zweig gegenübergestellt. Zur genaueren Compensation schleifte der zwischen beiden Zweigen zur Brücke führende Contact auf einem getheilten Platindraht, von dem je ein Theil einen Widerstand von 0,00166 Ohmad hatte. Zuerst wurden die Drähte durch stärkere Gewichte belastet, als bei den eigentlichen Messungen angewendet wurden, da nur die temporären Widerstandsänderungen gemessen werden sollten. Als Stromquelle diente ein einzelnes Leclanché'-

sches Element. In die Brückenleitung war ein Thomson'sches Reflexionsgalvanometer eingeschaltet. Es wurde stets das Mittel aus 8—10 Messungen genommen, da Temperaturänderungen, die übrigens möglichst vermieden wurden (durch Beobachtungen am Abend unter Vermeidung jeden Luftzuges) grosse Störungen verursachten. Es konnte noch eine Zunahme des Widerstandes um $^1/_{50000}$ gemessen werden.

Aus den Beobachtungen wurde die Aenderung h des Widerstandes s (in Ohmads) eines Cubikcentimeters der Drähte bei Belastung mit einem Gramm berechnet. Der Werth $\frac{h}{s}$ ergab sich für verschieden dicke Drähte (z. B. von 2231×10^{-7} bis 12563×10^{-7} Quadratzoll Querschnitt) bei Stahl und Eisen fast gleich. Die Abweichungen betrugen nur etwa 3 %. Bei Messing wuchs dagegen diese Aenderung des Widerstandes (Querschnitt 5781×10^{-7} bis 18258×10^{-7} Quadratzoll) bis etwa 8 %.

Eine Regelmässigkeit in der Aenderung der Werthe $\frac{h}{s}$ mit der Aenderung des Querschnitts ist nicht wahrzunehmen.

Die Zunahme des Widerstandes ist also proportional der dehnenden Kraft.

Der Elasticitätscoëfficient $\frac{1}{e}$ der Drähte wurde mittelst des Kathetometers, sowie indirect durch Bestimmung der Longitudinalschwingungen gemessen, wobei die Drähte zwischen zwei Eisenklemmen gespannt und nach dem longitudinalen Reiben ihr Längston beobachtet wurde, der mittelst einer Sirene festgestellt wurde.

Endlich wurde die Torsionselasticität r durch Torsionsschwingungen der oberhalb befestigten Drähte bestimmt, welche unten einen leichten horizontalen Stab trugen, an welchen wohl abgedrehte hohle Messingcylinder mit ihrer Axe in verticaler Lage angebunden waren. Aus diesen Versuchen kann man mittelst der Formel $\sigma = \frac{e}{2r} - 1$ das Verhältniss der Quercontraction zur Längendilatation der

Drähte bei der Belastung berechnen, falls dieselben als isotrop anzusehen wären. Ist ds die Zunahme des Widerstandes s, so müsste, wenn sie nur von der Gestaltsänderung des Drahtes herrührte $\frac{ds}{s} = \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{e}$ sein. Die Differenz $\left(\frac{h}{s} - \frac{ds}{s}\right)$ entspricht also der besonderen Zunahme des Widerstandes, unabhängig von der Gestaltsänderung. So ergab sich:

	Querschnitt	$\frac{h}{s}$ (Mittel)	$\frac{ds}{s}$	$\frac{h}{s} - \frac{ds}{s}$
Stahl	$2231 \cdot 10^{-7} - 12563 \cdot 10^{-7}$	$1875{,}5 \cdot 10^{-12}$	$(811{,}6 - 770.1)\,10^{-12}$	$1079{,}6 \cdot 10^{-12}$
Eisen	$5003 \cdot 10^{-7} - 19010 \cdot 10^{-7}$	$2132{,}2 \cdot 10^{-12}$	$(807{,}6 - 975.2)\,10^{-12}$	$1257{,}6 \cdot 10^{-12}$
Messing	$5781 \cdot 10^{-7} - 18258 \cdot 10^{-7}$	$2244{,}9 \cdot 10^{-12}$	$995{,}5 \cdot 10^{-12}$	$233{,}7 \cdot 10^{-12}$ (?

Die Zunahme des Widerstandes $\frac{h}{s}$ bei Dehnung eines Cubikcentimeters der Drähte durch gleiche Kräfte ist also der Reihe nach grösser bei Stahl, Eisen, Messing.

Bei Eisen und Stahl, weniger bei Messing, kann aber die Zunahme des Widerstandes nicht allein durch die Gestaltsänderung erklärt werden. Werden die die Drähte dehnenden Gewichte entfernt, so erhalten sie allmählich, etwa in 3 Minuten, ihren früheren Widerstand.

G. W.

XXXVIII. ***F. S. Svenson.*** ***Ueber die electrische Leitungsfähigkeit bei einigen Electrolyten*** (Inaug.-Dissert. Lund, schwedisch).

Der Verfasser hat für einige Lösungen von Alaun- und anderen Salzen die Leitungsfähigkeiten bestimmt und sich dazu der Paalzow'schen Methode in ganz derselben Weise bedient, wie es Berggren[1]) gethan. Die folgende Tabelle enthält die gefundenen Resultate: die erste Columne gibt den Procentgehalt, die zweite die Beobachtungstemperatur, die dritte das specifische Leitungsvermögen L multiplicirt mit 10^8 in Siemens'schen Einheiten. Die bei dem neutralen schwefelsauren Kali bei den Temperaturen

1) Wied. Ann. I. p. 499.

7.7°—8° erhaltenen Messungen sind von Berggren ausgeführt worden.

%	T.	10^8 L.	%	T.	10^8 L.	%	T.	10^8 L.	%	T.	10^8 L.
Neutrales schwefelsaures Kali			Kalialaun			Eisenammoniakalaun					
5	16	364	1,25	15	60	1,99	15	104	10,54	16	362
7	16	513	1,73	15	91	3,24	15	142	12,24	16	395
8,5	15	592	2,60	15	124	4,43	15	190	15,25	16,4	474
10	17	735	3,21	16	159	5,57	15	221	18,37	16	515
4,93	7,7	331	3,80	17	172	6,66	15,2	252	22,04	16	562
5,27	8	351	4,39	17	205	8,06	16	303	25,73	16	578
5,84	8	395	4,95	17	224	9,18	16	340			
6,20	7	437	5,51	17	248	Chromalaun					
Schwefelsaure Thonerde			6,06	17	267	Grün			Roth		
			Natronalaun								
1,86	18	77				1,39	15,5	85	1,39	15	66
3,02	18	104	1,76	15	83	2,70	16	139	2,70	15,5	112
4,14	18,4	131	2,94	15,2	129	3,96	17	198	3,96	17	170
5,20	18	156	4,12	15,5	183	5,16	17	231	5,16	17	205
5,72	17	167	5,29	16,2	201	5,74	17	244	5,74	16	215
6,70	17,9	191	8,25	16,8	282	6,31	16	258	6,31	16	236
8,58	18	235	9,90	15	300	6 87	16	277	6,87	16	255
10,15	18	249	11,24	15	323	7,41	16,8	295	8,46	15,9	282
11,42	17	263	13,25	16	350	8,46	16,8	321	11,61	16	365
12,85	17,9	277	15,50	15	355	10,56	15,5	357			
15,21	18	313				12,61	15,5	426			
17.13	17,5	315				15,77	15,9	498			
Ammoniakalaun						18,92	15,1	532			
1,75	16	90	3,51	15	175	25,12	16,5	629			
2,40	16	120	4,52	15	200	31,54	16	510			
2,96	16	150	5,59	15	223						

Bei dem Chromalaun wurde dieselbe Lösung zur Bestimmung der Leitungsfähigkeit in der rothen und grünen Modification verwandt, indem erstere, nachdem sie untersucht war, durch Erhitzen in letztere umgewandelt wurde. Die grüne Modification hatte eine grössere Leitungsfähigkeit als die rothe. Erwärmte man eine Lösung der rothen Modification mit einer Spiritusflamme, so stieg ihre Temperatur bis etwa 60° schnell, von 60° bis 80° aber sehr langsam, indem zu der bei diesen Temperaturen eintretenden Um-

lagerung eine beträchtliche Wärmemenge verbraucht wird. Ein zweiter Versuch bewies dem Verfasser, dass bei der Umwandlung der rothen Modification in die grüne eine Ausdehnung stattfindet. Findet, wie der Verf. annimmt, beim Erhitzen ein Zerfallen des schwefelsauren Chromoxyd-Kalis in seine Bestandtheile statt, so ist die Erhöhung der Leitungsfähigkeit nach der Clausius'schen Anschauung über die Electrolyse unmittelbar klar.

Die aus den Tabellen folgenden Resultate der Untersuchung sind:

1) Die Leitungsfähigkeit nimmt bei all den obigen Lösungen mit dem Salzgehalt zu.

2) Die Leitungsfähigkeit von Kali-, Natron- und Ammoniakalaun liegt zwischen denen der einfachen Salze, doch näher an der schlechter leitenden schwefelsauren Thonerde.

E. W.

XXXIX. **M. Margules.** ***Ueber die stationäre Strömung der Electricität in einer Platte bei Verwendung geradliniger Electroden*** (Wien. Ber. LXXV. (2) 11. Mai 1877. Separatabz. p. 1—15).

Ist V das Potential der freien Electricität in einem Körper, so gilt für die stationäre Strömung desselben die Gleichung $\Delta^2 V=0$; zu welcher aus einem Satz von Lamé[1]) hinzukommt, dass, wenn $f(x, y, z, \lambda) = 0$ die Gleichung einer Schaar von äquipotentialen Flächen mit dem Parameter λ bedeutet, noch:

$$\frac{\frac{d^2\lambda}{dx^2}+\frac{d^2\lambda}{dy^2}+\frac{d^2\lambda}{dz^2}}{\left(\frac{d\lambda}{dx}\right)^2+\left(\frac{d\lambda}{dy}\right)^2+\left(\frac{d\lambda}{dz}\right)^2}$$

eine Function von λ allein sein muss, damit jene Schaar auftreten kann. V ist dann auf jeder Niveaufläche durch die Gleichung:

$$V=c\int\frac{d\lambda}{\varphi(\lambda)}+C'$$

1) Leçons sur les fonctions inverses des transcendantes etc. Paris 1857. Cap. I.

gegeben, wo C und C' Constante sind. Mittelst dieser Gleichung bestimmt Margules die Strömung in einer dünnen Platte, wenn die Electroden zwei confocale Ellipsen sind, von denen die eine auch nur aus der geraden Verbindungslinie der Brennpunkte bestehen, die andere, wie in einer unendlichen Platte, unendlich gross sein kann. In den Electroden selbst darf selbstverständlich keine Strömung stattfinden. Strömt in eine unendliche Platte die Electricität durch eine Ellipse von der Excentricität $2c$ ein, so sind die Niveauflächen confocale Ellipsen.

Ist die veränderliche grosse Halbaxe derselben λ, so wird auf ihrer Peripherie das Potential:

$$V = -\frac{J}{2\pi k \delta} \log (\lambda + \sqrt{\lambda^2 - c^2}) + C',$$

wo k das Leitungsvermögen, δ die Dicke der Platte ist. Für $c = 0$ geht die Formel in die von Kirchhoff für die Strömung aus einer kreisförmigen Electrode gegebene über.

Bei Einströmung der Electricität durch mehrere Ellipsen oder Gerade findet man das Potential an den einzelnen Stellen nach dem Pricipe der Superposition. Es ergibt sich dann u. a. der Widerstand W der Platte zwischen zwei parallelen Geraden von der Länge c_1 und c_2, deren Mittelpunkte um die auf ihnen senkrechte, gegen ihre Länge relativ grosse Linie $2a$ von einander entfernt sind:

$$W = \frac{1}{\pi k \delta} \log \left(\frac{2a}{\sqrt{c_1 c_2}}\right).$$

Zwischen zwei elliptischen Electroden von den Axen γ_1, γ_1' resp. γ_2, γ_2', deren Mittelpunkte um a von einander abstehen, ist:

$$W = \frac{1}{\pi k \delta} \log \left(\frac{2a}{\sqrt{(\gamma_1 + \gamma_1')(\gamma_2 + \gamma_2')}}\right),$$

woraus sich, wenn $\gamma_1' = \gamma_1$ und $\gamma_2' = \gamma_2$, oder $\gamma_1 = 0$ gesetzt wird u. s. f., der Widerstand zwischen kreisförmigen oder einer geraden und einer kreisförmigen Electrode u. s. f. berechnen lässt. G. W.

XL. ***E. du Bois-Reymond.*** *Versuche am Telephon* (Verh. d. physiolog. Ges. zu Berlin. 1877. Nr. 4. Sitzung am 30. Nov.).

XLI. ***Trouvé.*** *Ueber eine Abänderung des Bell'schen Telephons mit mehreren Membranen* (C. R. LXXXV. p. 1023—24. 1877.).

XLII. ***Th. du Moncel.*** *Bemerkungen zu dieser Notiz* (C. R. LXXXV. p. 1024—26. 1877.).

XLIII. ***Prof. Dr. Schenk.*** *Philipp Reiss, der Erfinder des Telephons* (Frankfurt a. M. 1878. p. 1—16.).

XLIV. ***W. C. Röntgen.*** *Zeichengeber beim Telephoniren* (Nature XVII. p, 164—165.).

XLV. ***Cyon.*** *Physikalische und physiologische Theorie des Telephons* (Revue intern. d. Sc. p. Lanerien. I. p. 22—25.).

XLVI. ***Barrett.*** *Billiges Telephon* (Mondes (2) XLV. p. 46.).

XLVII. ***Niaudet.*** *Ueber die Telephone* (J. d. phys. VI. p. 361—367.).

XLVIII. ***Mackendrick.*** *Das Telephon* (Nature Jan. 3. 1878. p. 180.).

Bekanntlich ist das Telephon zuerst von Philipp Reiss, geb. zu Gelnhausen 1834, 7. Jan., gest. 1874, 14. Jan. (Jahresber. d. Frankf. Ver. 1860—1861. p. 57—64) construirt und auch in weit verbreiteten Lehrbüchern, z. B. in dem von Müller (7) II. p. 386, abgebildet und beschrieben, wie Herr Schenk mit Recht hervorhebt. In seiner Abänderung für Fortführung gesprochener Worte durch Bell besteht das Telephon aus einem Schallbecher, der hinten von einer kreisförmigen Eisenplatte geschlossen ist, vor der sich in einer kleinen Entfernung ein conaxialer Magnetstab befindet. Derselbe ist mit einer kürzeren (nahe der Eisenplatte) oder längeren (auf der ganzen Länge) Spirale umwunden. Zeichengeber und Zeichenempfänger sind gleich construirt. Die in ersterem beim Hineinsprechen in den Schallbecher erzeugten Schwingungen der Eisenplatte verändern den Magnetismus des Stahlmagnets,

es erzeugen sich dadurch Inductionsströme in der umgebenden Spirale, die zum Zeichenempfänger fortgeleitet, den Magnetismus des Magnetes desselben synchron mit den Oscillationen der Eisenplatte des Zeichengebers verändern, wodurch die Eisenplatte des Empfängers ebenfalls in entsprechende Schwingungen geräth, die von dem an dem Schallbecher befindlichen Ohr gehört werden.

E. du Bois-Reymond macht nun darauf aufmerksam, dass die Klangfarbe einer Klangmasse durch die Summation von Schallwellen verschiedener Schwingungszahl und bestimmter verhältnissmässiger Amplitude bedingt ist, welche also durch die Summation der entsprechenden Sinusoiden dargestellt wird. Indem die Eisenplatte des Telephons die gleichen Schwingungen in kleiner Amplitude vollführt, ändert sich das Potential P der Platte und des Magnets auf die darüberliegende Inductionsspirale für jede einzelne Sinusoide nach dem Gesetz der Curve $P =$ const. sin t, wo t die Zeit ist. Die aus derselben resultirende Intensität der Inductionsströme, und demgemäss die Schwingungen der Eisenmembran und darangrenzenden Luftschicht des Zeichenempfängers folgen also der Gleichung $\frac{dP}{dt} =$ const. cos t, sind daher durch eine Cosinusoide dargestellt, die also einer um eine Viertelschwingungsdauer verschobenen Sinusoide entspricht. Die Summation der allen Sinusoiden entsprechenden Cosinusoiden liefert eine ganz andere Gestalt der Curve für die Schwingungen der Luft des Empfängers, als die des Zeichengebers. Da indess nach Helmholtz die Klangfarbe vom Phasenunterschied der in die Klangmasse eingehenden Sinusoiden unabhängig ist, so ist dieselbe in ersterem die gleiche wie in letzterem.

Bei Geräuschen, die aus unregelmässigen Erschütterungen bestehen, sind die Vorgänge analog.

Die Stärke der im Telephon fortgepflanzten Schwingungen beweist, wie wenig lebendige Kraft sich dabei in Wärme umsetzt, im Gegensatz zu der Uebertragung der Bewegung durch Reibung.

Wie man nach R. Grossmann durch die beim

Schwingen eines Magnets inducirten Ströme Froschschenkel tetanisiren kann, so gelingt dies auch mit den Strömen des Telephons, indem man die beiden Enden der Leitungsdrähte mit den Ringelectroden der von E. du Bois-Reymond[1]) angegebenen Reizungsröhre verbindet, auf die der Nerv des Froschapparates aufliegt und dann in den Zeichengeber spricht, singt, pfeift, oder seinen Becher stark auf den Tisch aufsetzt. Klänge mit tieferen Obertönen, wie das u in „Rufe" sind dabei wirksamer, als die mit höheren, wie das erste i in „liege ich" bei dem der Schenkel nur auf das erstere, nicht das letztere reagirt.

Aehnlich sind die Betrachtungen von Cyon in der biologischen Gesellschaft in Paris. — Andere Gelehrte hatten behauptet, die Schwingungen der ersten Platte würden exact und ohne gegenseitige Verzögerung auf die zweite übertragen, wenn auch die schwächeren Obertöne, die die Platten nicht genügend zum Mitschwingen brächten, dabei zurückträten und so der Klang verschleiert erscheint. Diese Ansicht dürfte durch die Betrachtungen von E. du Bois-Reymond widerlegt sein.

Zur Verstärkung der Wirkung des Telephons ersetzt Herr Trouvé die Eisenmembran desselben durch eine kubische oder polyedrische Kammer von Eisenmembranen, vor deren jeder sich ein Magnet mit Spirale befindet. Die in allen Spiralen erregten Ströme werden zu einem vereint, der den Magnet des nur mit einer Membran versehenen Zeichenempfängers erregt. Durch Verbindung einer Anzahl, z. B. der einen Hälfte der Spiralen der Magnete im Zeichengeber mit einer, der anderen Hälfte mit einer anderen Linie kann man dann gleichzeitig nach verschiedenen Richtungen sprechen. So kann ein Beamter, der auf einer Station ein Zeichen erhält, dasselbe durch Hineinsprechen in einen Zeichengeber zugleich weiter und zur Controle an die Aufgabestation zurückbefördern.

Um dem Empfänger die Aufgabe einer Depesche bemerklich zu machen, windet Röntger auf die von den

1) Gesammelte Abh. I. p. 211.

Eisenplatten abgewendeten Magnetpole gleichfalls mit der Leitung verbundenen Spiralen und stellt vor die Pole gleich gestimmte Stimmgabeln, die mit den Telephonen auf Resonanzkästen stehen. Beim Anstreichen der einen mit einem Violinbogen ertönt die andere. Selbst Töne von 12000 Doppelschwingungen pflanzen sich noch fort, wobei also 24000 Wechsel der Magnetisirung in der Secunde stattfinden.

Wird die Spirale eines Telephons in den Kreis der Inductionsrolle eines Inductionsapparates eingeschaltet, so hört man beim Oeffnen der inducirenden Rolle einen dumpfen Knall. Sind aber die Enden der Inductionsrolle mit einem Condensator verbunden, so ertönt ein höherer Ton, der also vielleicht die Zahl der alternirenden Ströme, der sogenannten electrischen Schwingungen zu bestimmen gestattet.

Herr Mackendrick bestätigt die ersten Angaben von Röntgen.

Die Abhandlung von Niaudet gibt eine Beschreibung der Telephone von Reiss und Graham Bell, die Notiz von Barret eine billige Herstellung des letzteren aus einer Holzschachtel.

In dem Exposé des applications de l'électricité, 1 éd. II. p. 225; 2 éd. III. p. 110 führt Herr du Moncel an, dass ein Herr Ch. B. angibt, wenn man durch Schallschwingungen, auch vielleicht gesprochene Silben eine Metallplatte in Schwingungen versetzte und hierdurch einen Stromkreis öffnete und schlösse, so würde man dadurch in einer gewissen Entfernung ebenfalls eine Platte in gleichzeitige Schwingungen versetzen können und so die Töne u. s. f. fortpflanzen. Vorversuche liessen ein günstiges Resultat voraussehen. Es soll die Beschreibung dieses Systems das Telephon etwa ebenso andeuten, wie es jetzt existirt, und zeigen, dass man die Erfindung des Telephons um mehr als 20 Jahre zurück datiren könnte. G. W.

XLIX. ***J. M. Gaugain.** Ueber die Magnetisirung von Stahlröhren 2. Note* (C. R. LXXXV. p. 1014—16. 1877.).

Gaugain hat gezeigt, dass ein aus einer Stahlröhre und einem Stahlkern bestehendes System bei hoher Tem-

peratur magnetisirt und zusammen erkaltet, eine bedeutende Abnahme an Magnetismus, zuweilen sogar eine Umkehrung desselben zeigt. Bei neuer Erwärmung nimmt im ersten Fall der Magnetismus nur wieder zu, im zweiten kehrt sich bei einer bestimmten Temperatur die Magnetisirung um und wird wieder direct. Diese Erscheinung rührt von einer der des Kernes entgegengesetzten anomalen Magnetisirung der Röhre her, so dass also die ähnlichen Erscheinungen an einem festen Kern allein ebenfalls auf eine entgegengesetzte anomale Magnetisirung der Oberflächenschichten deuten.

Trennt man Kern und Röhre von einander beim Erkalten, so behält der Kern eine viel schwächere Magnetisirung, als wenn er mit der Röhre erkaltet.

Bei neuer Erwärmung erscheint dann die Magnetisirung des Kernes wieder, um bei höherer Temperatur wieder zu sinken. Ist der Kern in der Röhre erkaltet, und wird von neuem erwärmt, so nimmt sofort sein Magnetismus ab.

Bei sehr dünnen Röhren dürfte der umgekehrte Magnetismus nicht nur in denselben verweilen, sondern sich zum Theil auch auf den Kern übertragen, so dass dann die Erscheinungen ähnlich werden, wie beim Erkalten des Kerns mit der Röhre. G. W.

L. ***Th. Wand.*** *Ueber die Theorie des inducirten Magnetismus* (Carl Repert. XIII. p. 233—267. 1877.).

Die Arbeit enthält eine genauere Prüfung der Theorie der drehbaren Molecularmagnete, welche, wie der Verf. zeigt, mit der Poisson'schen Theorie übereinstimmt, wenn man die Poisson'sche Constante k gleich Eins setzt.

Der Verf. betrachtet zuerst ein System vieler kleiner, gleichmässig um eine Kreisperipherie geordneter Magnete, welche ohne äussere Kraft sich in die Form eines den Kreis umschreibenden Polygons ordnen und dann nach aussen nicht wirken; bei Einwirkung einer äusseren magnetisirenden Kraft aber abgelenkt werden und ein gewisses Moment zeigen. Er weist sodann allgemein durch Rech-

nung nach, dass im Zustande des Gleichgewichtes die Axen der Elementarmagnete eines Conglomerats solche Stellungen einnehmen, dass nach aussen keine magnetische Wirkung ausgeübt wird, und, wie später bewiesen wird, das Conglomerat sich nach den Richtungen der magnetischen Axen in geschlossene Fäden von überall gleichem Querschnitt zerlegen lässt. Wirkt eine äussere Kraft, deren Potentialfunction U ist, so ist die inducirte Potentialfunction V des Conglomerats so beschaffen, dass auf und innerhalb der Oberfläche des Conglomerats $(V+U)$ denselben Werth besitzt. Der freie Magnetismus ist nur an der Oberfläche. Der Verf. vergleicht sodann die Poisson'sche Theorie mit dem erhaltenen Resultat und zeigt, dass der reciproke Werth des Neumann'schen Coefficienten $\varkappa = \frac{3k}{4\pi(1-k)}$ die Arbeit angibt, welche zur Erzeugung der Einheit des magnetischen Moments in der Raumeinheit erforderlich ist.

Er wendet sich zur magnetischen Vertheilung in der Kugel und im Ellipsoid und findet die Resultate mit der Erfahrung übereinstimmend. In der Kugel sollen dann unter Einfluss einer nicht zu starken magnetisirenden Kraft die Richtungen der Elementarmagnete Schraubenlinien bilden, die um so steiler ansteigen, je stärker die inducirende Kraft ist.

Für den permanenten Magnetismus nimmt der Verf. einen Reibungswiderstand an, der ihrer Drehung entgegensteht; und, um das Verhalten der Magnete in der Wärme zu erklären, dass die die Electromagnete bildenden Ströme auf Kosten der Wärme im Eisen und den anderen magnetischen Körpern beim Erkalten entstehen und beim Erwärmen wieder als Wärme fortgehen, da weissglühendes Eisen nicht magnetisch ist.

Ein vollständiger Auszug der Arbeit ist nicht wohl möglich, in der, nach der jetzigen Sachlage, bei den Rechnungen nur die Wirkung der m a g n e t i s c h e n, sowohl der äusseren, wie der zwischen den Molecülen wirkenden Kräfte in Betracht gezogen wurde. Zur vollständigeren Erledi-

gung der vorliegenden Aufgabe bedürfte es erst einer genaueren Kenntniss des Einflusses der Reibungswiderstände auf die temporären und die permanenten Drehungen der Molecularmagnete, einmal unter Einfluss der äusseren magnetischen, sowie der zwischen den Molecülen wirkenden magnetischen und auch molecularen Kräfte, sodann unter dem der letzteren beiden allein. G. W.

LI. ***Henri Becquerel.*** *Magnetische Drehung der Polarisationsebene für Strahlen von verschiedener Wellenlänge* (C. R. LXXXV. p. 1227—30. 1877.).

Das durch den die Substanzen enthaltenden Polarisationsapparat hindurchgegangene Sonnenlicht wurde durch einen Spectralapparat zerlegt und aus der Lage des schwarzen Streifens im Spectrum bei jeder Einstellung der Nicol'schen Prismen des Polarisationsapparates die Drehung für die betreffende Farbe bestimmt. So ergaben sich, wenn λ die Wellenlänge, n den Brechungsindex bezeichnet, folgende Drehungen:

	C	*D*	*E*	*b*	*F*	*G*	*h*
Wasser	—	1	1,281	—	1,538	1,915	2,408
Rauchende Salpeters.	—	1	—	—	1,582	—	—
Schwefelkohlenstoff	0,771	1	1,289	—	1,606	2,213	2,500
$\frac{1}{\lambda^2}$	0,805	1	1,250	—	1,469	1,871	2,064
Titanchlorid	0,637	1	1,590	1,730	2,271	4,328	5,450
Fehlergränze	0,009	0,006	0,016	0,018	0,018	0,030	0,300
n	1,5948	1,6043	1,6171	—	1,6293	1,6557	1,6700
$\frac{n^2(n^2-1)}{\lambda^4}$	0,627	1	1,614	—	2,336	4,110	5,240

Während also die positiven Drehungen, wie schon früher gezeigt ist, genügend durch die Formel $\frac{n^2(n^2-1)}{\lambda^2}$ dargestellt werden, findet dies für die negativen Drehungen des Titanchlorids, welche viel schneller wachsen, als die positiven Drehungen, auch schneller als die Function $\frac{1}{\lambda_4}$, durch die Formel $\frac{n^2(n^2-1)}{\lambda^4}$ annähernd statt. Die Abwei-

chungen liegen ziemlich innerhalb der Fehlergrenzen. Dieses verschiedene Verhalten weist wiederum auf die Reaction des in den magnetischen Molecülen selbst erregten Magnetismus hin. G. W.

LII. ***L. A. Forssmann. Ueber unipolare Induction durch Einwirkung eines Solenoides*** (Öfvers. k. Vetensk. Förhandl. XXXIV. Sitzung vom 11. April 1877, p. 15—20, schwedisch.).

C. Neumann hat nachzuweisen versucht, dass, wenn unipolare Induction nicht nur durch rotirende Magnete, sondern auch durch rotirende Solenoide hervorgerufen werden könne, dies gegen eine unitarische Auffassung der Electricität sprechen würde; gerade das Gegentheil hat Edlund zu zeigen gesucht. Der Verf. hielt es daher für interessant zu untersuchen, ob in der That ein Solenoid unipolar inducirend wirken kann.

Die Versuche wurden mit einem 170 mm langen und 35 mm dicken Solenoid von 1,5 mm dickem übersponnenen Kupferdraht angestellt, der mehrmals auf eine Holzrolle gewickelt war. Letztere passte in eine am einen Ende durch einen Boden verschlossene Messingröhre. Auf dieser sass im Inneren der Röhre ein kleiner Zapfen, der in ein entsprechendes Loch der Holzrolle passte. Die Messingröhre wurde auf eine verticale Axe, die in Rotation versetzt werden konnte, festgeschraubt. Von einem Holzständer gingen zwei Messingfedern aus, die gegen die Röhre schleiften, die eine an ihrem Ende, also über dem Pole des Solenoides, die andere an der Röhrenmitte. Sie standen durch Leitungsdrähte mit einem Galvanometer mit Spiegelablesung in Verbindung. Das Solenoid konnte entweder durch Federn in dem Rohr festgeklemmt oder für sich festgestellt werden, so dass entweder beide zusammen, oder nur das Rohr allein rotirte. Durch das Solenoid konnte ein Strom geleitet werden. Die bei den Versuchen auftretenden Thermoströme bewirkten nur Ausschläge von 1—3 Scalentheilen.

Bei einer Versuchsreihe ergaben sich folgende Gleichgewichtslagen des Galvanometers:

Ohne Strom u. ohne Rotation	283,0	Mit Strom u. mit Rotation	→ 291,5
„ „ „ mit „	← 282,0	„ „ „ „ „	← 270,0
„ „ „ „ „	→ 281,0	ohne „ „ ohne „	283,0

Die Versuche wurden mit Strömen von 6—8 Bunsen'schen Elementen und ein- bis zweimaliger Umdrehung in der Secunde angestellt.

Bei der obigen Reihe rotirte das Solenoid zusammen mit der Messingröhre. Rotirte die Röhre allein, so erhielt man ganz dieselben Ausschläge, gerade wie wenn man das Solenoid durch einen Magneten ersetzt. Ferner bewirkte es keine Veränderung in der Ausschlagsrichtung, wenn der eine Galvanometerdraht mit den gegen die Mitte des Solenoids oder der Röhre schleifenden Federn verbunden war, und der andere mit dem oberen oder unteren Pole in Verbindung stand, analog dem bei Anwendung von Magneten Gefundenen. Eine Umkehr des Batteriestromes, also auch der Pole bei unveränderter Rotationsrichtung verursachte dagegen eine Umkehr der Inductionsströme. Hieraus folgt, dass die unipolare Induction ebenso gut unter der Wirkung eines Solenoides zu Stande kommt wie unter der eines Magnetes, und dass diese beiden Inductionen denselben Gesetzen folgen.

Ausserdem stellte der Verf. noch eine ganze Reihe von Versuchen über die bei Anwendung eines Magnetes auftretende unipolare Induction an. Dabei wurden aber nicht die Drähte des Galvanometers durch Federn, sei es gegen den Magneten selbst, sei es gegen einen ihn umgebenden Mantel festgedrückt, wobei eine fortwährende Aenderung der Contactstelle eintritt, sondern folgende Anordnung getroffen: Ein runder Stahlmagnet wurde in ein Messingrohr so eingesetzt, dass sich der eine Pol am Boden desselben befand. Um die Mitte des Rohres war dicht anschliessend eine Holzrinne angebracht, die Quecksilber enthielt, das die Messingröhre berührte. In dasselbe tauchte eine weitere, über die erste geschobene, oben durch ein Blech geschlossene Messingröhre. In der Mitte des letzteren, in der Verlänge-

rung der Rotationsaxe endigte der eine Galvanometerdraht, während der andere mit der Mitte des unteren Bodens der inneren Röhre verbunden war, und zwar gerade da, wo sie auf dem Rotationsapparat aufsass. Es zeigte sich, dass hierbei ebenso gut ein Inductionsstrom eintritt, wie wenn nur ein Theil des Umfanges des Mantels mit dem Galvanometerdraht verbunden ist. Die Stärke der Inductionsströme wuchs sehr nahe proportional der Rotationsgeschwindigkeit. Schon Faraday's Versuch zeigte indess, dass für diese Art von Rotationsströmen die Veränderung der Contactpunkte nicht wesentlich ist. Alles beweist, dass beim Magnet oder Solenoid die Rotation in dem Mantel oder im Magneten selbst einen von der Mitte zu den Enden oder umgekehrt gehenden Strom verursachen. Hätten wir statt der Messingröhre eine dünne vom Magnet isolirte Scheibe, deren Mittelpunkt mit der Axe der ersteren zusammenfällt, benutzt, so wären auch in dieser je nach Rotationsrichtung Ströme von der Peripherie zum Mittelpunkt oder umgekehrt aufgetreten. E. W.

Literatur-Uebersicht.

Monatsberichte der Berliner Akademie. 1877. Sept. u. Octob.

Rammelsberg. *Ueber das Atomgewicht des Molybdäns und über die phosphormolybdänsauren Salze, p. 573—594.*

G. Kirchhoff. *Zur Theorie der Bewegung der Electricität in unterseeischen und unterirdischen Telegraphendrähten, p. 598—611.*

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. 25—28.

E. Mach, Tumlirz u. Kögler. *Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Funkenwellen, p. 236—237.*

L. Pfaundler. *Ueber d. Anwendung des Doppler'schen Princips auf die fortschreitende Bewegung leuchtender Gasmolecüle, p. 238.*

L. Boltzmann. *Ueber einige Probleme der Theorie der elastischen Nachwirkung und über eine neue Methode, Schwingungen mittelst Spiegelablesung zu beobachten, ohne den schwingenden Körper mit einem Spiegel von erheblicher Masse zu belasten, p. 238—239.*

H. Streintz. *Die electrischen Nebenströme transversal magnetisirter Eisenstäbe, p. 250—251.*

Schlömilch, Zeitschr. für Math. u. Phys. 1878. *Bd. XXIII. Heft* 1.

O. Kessler. *Kaustische Linien in kinematischer Behandlung, p. 1—14.*
O. Chwolson. *Ueber das Problem der Stromverzweigung in einer ebenen Platte, p. 47—60.*

Repertorium für Mathematik. 1878. *Bd. II. Heft* 1.

A. Mayer. *Geschichte des Princips der kleinsten Action, p. 9—10.*
— *Ueber den allgemeinsten Ausdruck der inneren Potentialkräfte eines Systems beweglicher, materieller Punkte, p. 11.*
C. M. Guldberg u. H. Mohn. *Etudes sur les mouvements de l'atmosphère (I. Partie), p. 18—19.*
O. Böthig. *Eine Einleitung in die mechanische Wärmetheorie, p. 22.*
— *Durchgang der Strahlen durch eine Linse, p. 22.*
J. Illeck. *Hypothese über die Condensation und Wiederverdampfung im Cylinder der Dampfmaschine, p. 22—25.*
J. Illek. *Ueber die reale Expansionslinie im Cylinder der Dampfmaschine und deren Beeinflussung durch den Dampfmantel, p. 25—27.*
R. Hoppe. *Kugel von excentrischer Masse u. centrischer Trägheit, p. 31.*
A. Fliegner. *Versuche über das Ausströmen der atmosphärischen Luft durch gut abgerundete Oeffnungen, p. 54—57.*
H. Grassmann. *Die Mechanik nach den Principien d. Ausdehnungslehre, p. 62—64.*

Chemische Berichte. 1877. *Bd. X. Heft* 17—19.

Al. Naumann. *Ueber Destillation von Nitrobenzol, Aethylbromid, Aethylbenzoat und Naphtalin durch eingeleiteten Wasserdampf, p. 2014—17.*
V. Meyer. *Ueber Dampfdichtebestimmung, p. 2068—73.*
W. Knecht. *Einige Moleculargewichtsbestimmungen, p. 2073—75.*
L. Meyer. *Ueber unvollständige Verbrennung, p. 2117—20.*
C. v. Than. *Berichtigung, p. 2141.*

Liebig Annalen der Chemie. Bd. CLXXXIX. Heft 1—2.

J. W. Mallet. *Ueber die Flüchtigkeit von Baryum, Strontium und Calcium, p. 62—66.*
A. Horstmann. *Ueber die relative Verwandtschaft des Sauerstoffs zum Wasserstoff u. Kohlenoxyd, p. 228—256.*

Kolbe Journal f. praktische Chemie. 1877. *Bd. XVI. Heft* 16—20.

G. Hüfner. *Ueber quantitative Spectralanalyse u. ein neues Spectralphotometer, p. 290—313.*
J. Thomsen. *Thermochemische Untersuchungen. XXVI. Die Lösungswärmen der Chlor- Brom- u. Jodverbindungen, p. 323—341.*
W. Ostwald. *Volumchemische Studien, p. 385—423.*

Dingler Journal. 1877. T. CCXXVI. Heft 5—6.

K. Karmarsch. *Untersuchungen über die Gesetzmässigkeit der Volumänderungen bei Metalllegirungen und Mischungen von Flüssigkeiten, p. 441—455. 561—562.*

Polytechnisches Notizblatt. 1878. Bd. XXXIII. Nr. 1—2.

Das Telephon, p. 21—24.

Boettger. *Ueber das Verhalten des Phosphors zu verschiedenen Metallsolutionen, p. 30.*

Zeitschr. für Krystallogr. u. Mineral. 1878. Bd. II. Heft 1.

G. Tschermak. *Die Glimmergruppe. I. Theil, p. 14—50.*

L Calderon. *Ueber einige Modificationen des Groth'schen Universalapparates u. über eine neue Stauroskopvorrichtung, p. 68—73.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXV. Nr. 25—27.

P. Boileau. *Note concernant le travail intermoléculaire, p. 1135—38.*

J. Boussinesq. *Sur les conditions aux limites dans le proèblme des plaques élastiques, p. 1157—59.*

Brioschi. *Sur l'équation de Lamé, p. 1160—62.*

Laurent. *Sur les appareils de projections à la lumière polarisée, p. 1162 63.*

Berthelot. *Sur le pouvoir rotatoire du métastyrolène, p. 1191—93.*

L. Cailletet. *De la condensation de l'oxygène et de l'oxyde de carbone, p. 1213—14.*

R. Pictet. *Expériences sur la liquéfaction de l'oxygène, p. 1214—16.*

H. St. Claire Deville, Jamin u. Berthelot. *Observations aux deux mémoires précédents, p. 1216—19.*

Berthelot. *Nouvelles observations sur le rôle de la pression dans les problèmes chimiques, p. 1219—20.*

R. Pictet. *Documents complémentaires addressés à M. Dumas et parvenus après la séance de l'Académie, p. 1220—23.*

H. Becquerel. *Recherches expérimentales de la polarisation rotatoire magnétique. Rotations magnétiques des rayons lumineux des diverses longueurs d'ondes, p. 1227—30.*

Ed. Sarasin. *Indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du quartz pour les rayons de différentes longueurs l'onde jusqu'à l'extrême ultra-violet, p. 1230—32.*

G. Planté. *Gravure sur verre par l'électricité, p. 1232—34.*

E. Cailletet. *Sur la condensat. des gaz réputés incoërcibles, p. 1270—71.*

Berthelot. *Remarques relatives à la eommunication précédente de M. Cailletet, p. 1271—72.*

R. Pictet. *Nouvelle expérience de liquéfaction de l'oxygène, p. 1276—77.*

M. Lévy. *Quelques observations au sujet d'une note de M. Boussinesq sur la condition aux limites dans le problème des plaques élastiques, p. 1277—80.*

Ch. Gilbert. *Sur un théorème de M. Villarceau, remarques et conséquences, p. 1280—82.*

1878. T. LXXXVI. Nr. 1—2.

Bréguet. *Note sur quelques modifications apportées au téléphone, p. 31—32.*

Dumas. *Observations sur la densité probable de l'oxygène liquide, p. 37.*

R. Pictet. *Sux la densité de l'oxygène liquide, p. 37—38.*

Mouton. *Sur les phénomènes de dispersion dans la réflexion métallique des rayons lumineux ou calorifiques polarisés, p. 45—47.*

Dumas. *Sur la présence de l'oxygène dans l'argent métallique, p. 65—71.*

Berthelot. *Sur la formation de l'eau oxygène, de l'ozone et de l'acide persulfurique pendant l'électrolyse, p. 71—76.*

— Sur la stabilité de l'ozone, p. 76—77.

Favé. *Sur les vibrations de la matière et les ondes de l'éther, conséquences vraisemblables du fait qui sert de base à la théorie mécanique de la chaleur, p. 92—97.*

Cailletet. *Sur la liquéfaction des gaz, p. 97—98.*

H. St. Claire Deville. *Observations au mémoire précédent, p. 98.*

Bréguet. *Sur la téléphonie, p. 100—101.*

A. Cornu. *Etude du spectre solaire ultraviolet, p. 101—104.*

R. Pictet. *Liquéfaction de l'hydrogène, p. 106—107.*

J. Boussinesq. *Sur la question des conditions spéciales au contour des plaques élastiques, p. 108—110.*

Boillot. *Effet produit par une basse température sur le mélange d'eau oxygenée et d'acide sulfurique, p. 123.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1877. T. XII. Dec.

Berthelot. *Nouvelles recherches sur les phénomènes chimiques produits par l'électricité de tension, p. 446—452.*

— Fixation de l'azote sur les matières organiques et formation de l'ozone sous l'influence des faibles tensions électriques- p. 453—462.

— Appareil pour soumettre à l'effluve électrique un volume limité de gaz, p. 463—466.

— De la chaleur dégagée par les combinaisons chimiques dans l'état gazeux, acides anhydres et eau, p. 529—535.

— Recherches thermiques sur le chloral et son hydrate, p. 536—550.

— Appareil pour mesurer la chaleur spécifique des liquides, p. 559—562.

— Appareil pour déterminer les points d'ébullition, p. 562—564.

— Appareil pour la détermination de la chaleur de fusion, p. 564—568.

Bulletin de la société chimique. 1878. XXIX. Nr. 1 u. 2.

Schützenberger. *Versuche über Verbrennung der Gase, p. 1—2.*

Berthelot. *Sur quelques points de fusion, p. 3—4.*

Berthelot. *Chaleur de neutralisation de l'acide perchlorique, p. 4.* — *Rectification rélative aux points de fusion, p. 52.*

Rev'ue internationale des Sciences. 1878. I. Nr. 1—2.

Cyon. *Théorie de téléphone, p. 22—25.*

Les Mondes (2) 1877. T. XLIV. Nr. 16—17.

Enthalten nichts Physikalisches.

1878. T. XLV. Nr. 1—3.

Outerbridge. *Malléabilité de l'or, p. 9—10.*

Philosophical Magazine (5) 1878. Vol. V. Januar.

O. J. Lodge. *On a form of Daniell cell convenient as a Standard of electromotive Force, p. 1—4.*

W. Thomson. *On the thermoelastic, thermomagnetic and pyroelectric properties of matter, p. 4—27.*

W. E. Ayrton and J. Perry. *Ice as an electrolyte, p. 43—45.*

J. Croll. *Le Sage's theory of gravitation, p. 45—46.*

Cagley. *On the distribution of electricity on two spherical surfaces, p. 54—60.*

Abney. *On the destruction of the undevelopped photographic image, p. 61—63.*

Nature. V. XVII. 1877. 20—27. Dec. 1878. 3—24. Jan.

G. C. Foster, A. Schuster, G. J. Stoney, und G. F. Fitzgerald. O. Reynolds. *The Radiometer and its lessons, p. 142—143. 181—182. 199—200. 220.*

A. Schuster. *On the presence of oxygen in the sun, p. 148—149.*

R. Meldola. *Oxygen in the sun, p. 161—162.*

W. C. Röntgen. *A telephonic alarm, p. 164—165.*

G. G. Stokes. *Certain mouvem. in radiometers, p. 172—175. 234—235.*

J. Cl. Maxwell u. F. J. Pirani. *Electrical experiment, p. 180—181.*

J. G. M. Kendrick. *The telephone, p. 181.*

J. M. Romanis. *New form of telephone, p. 201.*

J. A. Groshans. *Photography foreshadowed, p. 202.*

S. Tolver Preston. *On a means for converting the heat motion possessed by matter at normal temperature into work, p. 202—204.*

O. Reynolds. *On the formation of hailstones, raindrops and snowflakes, p. 207—209.*

G. Planté. *Electrical analogies with natural phenomena, p. 226—229.*

Sitzung der Roy. Soc. 13. Dec.: H. W. Müller and Warren de la Rue. Experimental researches on the electric discharge with the chloride of silver battery, p. 214—215. — Mills. On Electrostriction, p. 235.

H. Bessemer. *Glas for reflectors, p. 241—242,.*

W. J. Miller. *A telephon without magnetism, p. 242.*

S. H. Frisbee. *Mechanical analysis of the Trevelyan Rocker, p. 242—243.*

L. Rayleigh-Vicars. *Acoustical effects of atmospheric pressure, p. 244.*

Chemical News. 1877. V. XXXVI. Nr. 943—944.

Sitzung der Physical Society, 15. Dec. C. W. Cooke. *Permanent Plateau films.* — S. Taylor. *Vibrating liquid films.* — Guthrie. *Telephone, p. 272.*

A. Downes and Th. B. Blunt. *Note on the action of light upon solution of oxalic acid, p. 279.*

Casamajor. *On the motion of camphor on the surface of water, p. 285—286.*

1878. Vol. XXXVII. Nr. 945—947.

W. N. Hartley. *Action of sunlight upon solutions of oxalic acid, p. 9.*

Silliman Journal (3). 1878. XV. Jan.

J. P. Cooke. *Revision of the atomic weight of Antimony, p. 41—49.*

L'Elettricista. 1877. I. Nr. 12.

A. Naccari e M. Bellati. *Intorno allà influenza della temperatura e delle proporzioni dei metalli componenti sulle proprietà termoelettriche di alcune leghe, p. 329—334.*

P. Volpicelli. *Sulla elettrostatica induzione, p. 369—370.*

E. Semmola. *Scandaglio elettromagnetico, p. 376—378.*

Separatabzüge.

E. Warburg. *Ueber das Gleichgewicht eines Systems ausgedehnter Molecüle und d. Theorie der elastischen Nachwirkungen (aus den Ber. d. naturf. Ver. zu Freiburg i. Br. 1878. VII. Heft 1), p. 1—37.*

D. Tommasi. *Ricerche fisico-chimiche sui differenti stati allotropici dell' idrogeno (Rendic. Lomb. (2) IX. fasc. XV e XVI), p. 1—23.*

— *Reduzione dei chlorati in chloruri senza l'intervento del pretesto stato nascente dell' idrogeno (l. c. X. fasc. XIX.), p. 1—10.*

N. Mentschutkin. *Recherches sur l'influence de l'isomérie des alcools et des acides sur la formation des éthers composés (aus Mém. d. St.-Pét. XXV. Nr. 5.), p. 1—32.*

W. Wolff. *Ueber den Durchgang des electrischen Stromes durch eine Kugelcalotte (Inauguraldissert. zu Leipz.), p. 1—42.*

C. G. Miller. *Ueber ein neues selbst registrirendes Gefässbarometer (aus d. Jahresber. d. naturwiss. Ver. zu Osnabrück), p. 1—18.*

F. Heinrich. *Ueber die Temperaturen in dem Bohrloche zu Sperenberg und die darüber angestellten Beobachtungen und Schlüsse (aus d. Jahrb. f. Miner. 1877), p. 897—905.*

Schenk. *Philipp Reiss, der Erfinder des Telephon (Verlag von J. Alt), p. 1—16.*

1878. BEIBLÄTTER № 2.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. *M. Berthelot. Ueber die Grenzen der Esterbildung* (C. R. LXXXV. p. 883—886. 1877.).

Der Verfasser fand früher, dass Essigsäure und Alkohol, im Verhältniss ihrer Aequivalentgewichte gemischt, bei 260° nach 100 Stunden Erhitzung 66,3 %, bei 100° nach 150 Stunden 65,0 %, bei 200° schon nach 10 Stunden 65,2 % der theoretischen Ausbeute an Essigester liefern. Diese Zahlen weichen wenig ab von dem Werthe 66,5, den Berthelot als Grenze der Esterbildung einerseits durch Einwirkung von Essigsäure auf Alkohol, andererseits durch Zersetzung von Essigester und Wasser feststellte; in beiden Fällen erhält man dieselben Zahlen, wenn man die Einwirkung bis zu Ende führt. — Bei den Versuchen in der Hitze bringt man die Versuchsflüssigkeit in zugeschmolzene Glasröhren, die fast kein Gas (Luft) enthalten dürfen, während die Einwirkung stattfindet. Ist der von Flüssigkeit freie Raum in den Röhren nur einigermaassen beträchtlich, so erhebt sich, da die Flüssigkeiten dann im Gaszustande auf einander wirken, die Grenze auf 72, 76, 78 und mehr Procente. Jetzt hat der Verfasser gemeinsam mit Péan de St. Giles zubereitete Mischungen äquivalenter Mengen von Alkohol und Essigsäure, die man bei gewöhnlicher Temperatur 15, resp. 16 Jahre sich selbst überlassen hatte, ebenfalls auf gebildeten Essigester untersucht, und 65,0, resp. 65,4 % des angewendeten Alkohols in Ester umgewandelt gefunden, ein Beweis, dass auch bei gewöhnlicher Temperatur die Grenze der Esterbildung constant bleibt. Von 100 Theilen Essigsäure, die mit der äquivalenten Menge Glycerin

gemischt wurden, zeigten sich nach $6^1/_2$ Jahren der Einwirkung 71,0 Theile esterificirt (früher gefunden: 69,3). Eine Mischung von 28,0 Alkohol, 60,2 Wasser und 11,8 Weinsäure gab, 12 Jahre sich selbst überlassen, einen Verlust von 32,2 % Säure; dasselbe Gemisch, 44 Stunden auf 135° erhitzt, gab dasselbe Resultat, einen Säureverlust von 32,5 %.

Aus obigen 11,8 % Weinsäure wurden bei beiden Versuchen erhalten:

	I.	II.
In neutralen Ester umgewandelte Säure	1,3	1,0
In Aethylweinsäure „ „	5,0	5,7
Frei gebliebene Säure	5,5	5,1

Dass die Gegenwart von Wasser maassgebend für die Grenze der Esterbildung ist, ergibt sich daraus, dass ein Gemisch äquivalenter Mengen von Alkohol und Baldriansäure nach 16 Jahren Aethylvalerat und am Boden des Rohres sich absetzendes Wasser gegeben hatte; durch den Weggang des Wassers bei gewöhnlicher Temperatur war die Esterbildung so begünstigt worden, dass 81,7 % der angewandten Säure zu derselben verwendet wurden. Bei 200° dagegen bleibt das Wasser mit der übrigen Flüssigkeit gemischt, man erhält nur 65,8 %. Auf diese Weise wird bei allen Alkoholen von höherem Moleculargewicht die Esterbildung bei gewöhnlicher Temperatur begünstigt, ihre Grenze verändert.

C.

II. ***Cintolesi.*** ***Erscheinungen, welche eintreten, wenn man Tropfen verschiedener Flüssigkeiten auf andere Flüssigkeiten als Wasser bringt*** (Arch. sc. phys. 1877. p. 369—387.).

Der Verfasser beschreibt die Erscheinungen, welche er beobachtete, wenn er Tropfen verschiedener Essenzen auf Gemengen von Essigsäure und Wasser, desgleichen Tropfen von verschiedenen Oelen auf Gemengen von Ammoniak und Wasser, von Essigsäure und Wasser, auf Chloroform, und auf Gemengen von Alkohol und Wasser sich ausbreiten liess.

Dieselben sind im allgemeinen: Ausbreitung des Tropfens zu Linsengestalt, Aussendung dünnerer Lamellen und feiner Aestchen, welche sich zu kleineren Tröpfchen zusammenziehen und allmählich in der Flüssigkeit auflösen, Umänderung des Tropfenrandes von der kreisförmigen in eine polygonale Gestalt, Rotation und Translation des Tropfens, Zerreissen desselben etc. Die Theorien von Marangoni, Mensbrugghe und Lüdtge scheinen dem Verf. nicht ausreichend zur Erklärung der Erscheinungen; die Arbeiten von Quincke (Pogg. Ann. CXXXIX.) berücksichtigt er nicht, obschon dieselben die Grundlagen der Erklärung, namentlich bei Berücksichtigung der neuerdings nachgewiesenen zeitlichen Aenderungen der Capillarconstante (Pogg. Ann. CLX; Wied. Ann. II) enthalten dürften.

Br.

III. ***A. Ditte.*** ***Ueber einige Eigenschaften der Borsäure*** (C. R. LXXXV. p. 1069—72. 1877.).

Uebergiesst man gepulverte geschmolzene Borsäure mit einer kleinen Menge Wasser, etwa ihrem doppelten Gewicht, so sieht man, wie erstere an Volumen zunimmt; dabei steigt die Temperatur des Wassers bis 100°. Die gepulverte krystallisirte Säure löst sich unter Temperaturerniedrigung sehr schnell. Ein Aequivalent (62 g) absorbirt bei 15° 3187 Calorien bei der Bildung einer nahezu concentrirten Lösung. Setzt man zu der gesättigten Lösung eine gleiche Menge Wasser zu, so tritt eine weitere Absorption von 241 Calorien pro Aequivalent der Säure ein. Die Hydratisirungswärme der wasserfreien Borsäure mit 3 Wasser bestimmte sich zu 6300 Calorien bei 14°, wenn man die Lösungswärme der geschmolzenen wasserfreien Säure ermittelte und dazu die Lösungswärme 3187 der wasserhaltigen hinzuaddirte; zu 6200 Calorien, wenn man zu einer concentrirten Borsäurelösung wasserfreie Borsäure zusetzte und die Temperaturerhöhung bestimmte.

Für die Dichte der wasserfreien und wasserhaltigen Säure fand sich bei:

	0°	12°	60°	80°
Wasserfreie	1,8766	1,8476	—	1,6988
Wasserhaltige	1,5463	1,5172	1,4165	1,3828

Für die wasserfreie war der Ausdehnungscoëfficient zwischen 0° und 80° 0,001 308 6, für die wasserhaltige zwischen 12° und 40° 0,001 47, zwischen 12° und 60° 0,001 542 9. Die aus der bekannten Formel berechnete Dichte der wasserfreien Säure beträgt nur 1,3005, so dass eine Volumenverminderung entsprechend der Wärmeentwickelung stattgefunden hat, wenn letztere auch nur zum Theil die erstere zu erklären vermag. Für die Löslichkeit der beiden Borsäuren bei verschiedenen Temperaturen fand sich:

	0°	12°	20°	40°	62°	80°	102°
Wasserfreie	19,47	29,20	39,92	69,91	114,16	168,15	291,16
Wasserhaltige	11,00	16,50	22,49	39,50	64,50	95,00	164,50

Diese Zahlen lassen sich durch folgende Gleichung darstellen.

$$y = 19{,}4 + 0{,}63\,636\,t + 0{,}016\,608\,t^2 - 0{,}000\,016\,04\,t^3$$

Die Borsäure löst sich in verdünnter Chlorwasserstoffsäure noch leichter als in Wasser, doch scheint zwischen den wasserfreien Säuren keine Verbindung aufzutreten, da sich keine Wärmeentwickelung beobachten lässt.

E. W.

IV. ***L. Prunier.*** *Ueber einige physikalische Eigenschaften des Quercits* (C. R. LXXXV. p. 808—810. 1877.).

Der Quercit ist monoklin; der Verf. fand ausgezeichnete Rechtstetraëder (geneigtflächige Hemiëdrie neben parallelflächiger), dem entsprechend wurde polarisirtes Licht nach rechts abgelenkt. Die Temperatur ändert die specifische Drehung nicht; sie ist dieselbe bei +15 und +70°. Ebenso ändert die Verdünnung wenig; beträgt der Quercit 0,1 bis 0,01 des Lösungsmittels, so ergibt die Rechnung stets $[\alpha]_D = 24^0\,17'$.

Fester Quercit ergab im Pyknometer das spec. Gewicht 1,5845. Mannit ist von Quercit in der Formel nur

um einen Mehrgehalt von $1 H_2O$ unterschieden; er hat das spec. Gewicht 1,521. Das Gewicht von 1 Molecül Quercit $(164 \times 1{,}5845)$ + dem Gewicht von 1 Molecül festen Wassers $(18 \times 0{,}920)$, dividirt durch das Moleculargewicht des Mannits (182) gibt 1,519. Die Differenz der Molecularvolumina entspricht sonach genau der der beiden Formeln.

Endlich wurde auch das spec. Gewicht von Lösungen des Quercits bestimmt, sowohl von ungesättigten als auch von übersättigten.

Bei allen nicht gesättigten Lösungen ist die Contraction $= \frac{1}{27}$, bei gesättigten und übersättigten wird sie stärker.

C.

V. ***A. Crova. Messung der Wärme der Sonnenstrahlen und ihrer Absorption durch die Atmosphäre*** (Ann. d. chim. et phys. (5) XI. p. 433—520. 1877.).

Im Anschluss an die Referate über die Methode und die Hauptresultate dieser Untersuchung nach Auszügen des Verfassers (Beibl. I. p. 136. 237) enthält das folgende die Berechnung seiner Messungen und seine weiteren Werthe. Da nach den Beobachtungen von Tyndall die Schwächung der Sonnenwärme durch die Atmosphäre fast ausschliesslich dem nur in den tiefsten Schichten derselben befindlichen Wasserdampf zuzuschreiben ist, so kann man die Dicke x der von den Sonnenstrahlen zu durchlaufenden absorbirenden Masse, wenn sie nicht zu schräg auffallen, der Secante der Zenithdistanz der Sonne proportional setzen. Für Einfallswinkel von mehr als 70^0 wurde x nach den complicirteren Formeln von Laplace[1]) oder von Bouguer[2]) berechnet.

Für die einer Dicke x der Atmosphäre entsprechende Intensität y der Sonnenstrahlen ergab sich aus Pouillet's Messungen das logarithmische Gesetz: $y = A.p^x$, wo A die Solarconstante, p eine von dem Absorptionscoëfficienten der Atmosphäre abhängige Grösse ist. Da letzterer je-

1) Mécanique céleste. II. Chap. 3.

2) Traité d'Optique, p. 331.

doch nicht constant ist, so berechnete Crova die Sonnenstrahlung aus der Umhüllungscurve von unendlich vielen logarithmischen Bögen ($y = A.p^x$), bei welchen p sich continuirlich änderte, mit x gleichzeitig wachsend. Indem er nämlich aus seinen Beobachtungen verschiedene dieser Elementarbögen, für deren jeden p constant ist, aufzeichnete, fand er für die Subtangenten derselben die Beziehung: $s = c + mx$ (c und m Constante). Andererseits ist: $-s = \frac{y}{\frac{dy}{dx}} = \frac{1}{\log p}$, also ergibt sich:

$$y^m = \frac{A}{c + mx} \quad \text{oder:} \quad y = \frac{Q}{(1 + ax)^b},$$

worin jetzt Q die Solarconstante, a und b zwei aus mehreren Werthen von s zu berechnende Constante bezeichnen.

In der folgenden Tabelle sind die an verschiedenen Tagen des Jahres 1875, immer am wahren Mittag gemessenen Intensitäten der Sonnenstrahlung und die ihnen correspondirenden Intensitäten zusammengestellt, welche der Dickeneinheit der Atmosphäre, d. h. der senkrechten Incidenz entsprechen. Letztere wurden vom Verf. approximativ erhalten, indem er mittelst mehrerer Beobachtungen die Curven der Calorien als Functionen der Dicken aufzeichnete und eine jede bis zu der um die Längeneinheit vom Anfangspunkt entfernten Coordinate verlängerte. Aus den Resultaten ergibt sich eine Analogie der jährlichen Schwankungen der Intensitäten mit den täglichen. Bei jenen unterscheidet der Verf. 4 verschiedene Perioden, die in deutlichem Zusammenhang mit den Vegetationserscheinungen stehen. Eine bestimmte Beziehung zu dem Feuchtigkeitsgehalt ist nicht erkennbar, doch zeigt sich der vorherrschende Einfluss der Absorption des Wasserdampfes in den grösseren Werthen bei den kalten und trockenen Nord-, Nordwest- und Nordostwinden als bei den warmen und feuchten Südost- und Südwinden.

Die 1874 und 1875 von Desains[1]) in Paris angestellten Beobachtungen haben fast ausnahmslos kleinere

1) C. R. LXXX. p. 1420.

Intensitäten der Sonnenstrahlung ergeben, was wohl hauptsächlich dem bedeutenderen Dampf- und Rauchgehalt in der Atmosphäre der Grosstadt zuzuschreiben ist. Ebenso zeigen die nach des Verfassers Formel umgerechneten Werthe von Pouillet eine geringere Diathermansie der Atmosphäre in Paris als in Montpellier.

Beobachtungen aus dem Jahre 1875.

Datum.	Intensität.	Atmosphärische Dicke.	Intensität für die Dicke =1.	Feuchtigkeit.	Barometerstand.	Wind.
8. Jan. 1)	1,09	2,76	1,62	0,55	—	N schwach.
6. Febr. 1)	1,13	2,15	1,52	0,34	764,1	NW sehr schwach.
21. „ 1)	1,16	1,80	1,32	0,31	757,8	NNW sehr „
29. März 1)	1,30	1,30	1,40	0,22	760,1	„ „ „
15. Apr. 1)	1,34	1,22	1,43	0,26	763,5	N schwach.
5. Mai 1)	1,51	1,13	1,57	0,54	758,9	NO „
8. „ 1)	1,25	1,12	1,30	0.40	761,6	SO „
9. „ 1)	1,24	1,12	1,29	0,49	761,0	„ „
13. „ 1)	1,19	1,11	1,22	0,25	768,6	ONO zieml. stark.
14. „ 1)	1,20	1,11	1,25	0,32	763,6	NO schwach.
15. „ 1)	1,20	1,11	1,24	0,46	762,2	O ziemlich stark.
20. „ 1)	1,28	1,10	1,31	0,43	759,1	NW schwach.
22. „ 1)	1,25	1,10	1,28	0,47	760,3	S „
6. Juli 1)	1,23	1,08	1,26	0,52	761,7	NNO „
10. „ 1)	1,28	1.09	1,31	0,39	759,6	NW stark.
4. Sept. 2)	1,17	1,25	1,29	0,40	760,2	NW leicht.
6. „ 2)	1,15	1,27	1,35	0,41	764,5	„ „
7. „ 2)	1,17	1,28	1,27	0,43	763,2	„ „
5. Oct. 3)	1,27	1,58	1,37	0,64	763,5	W schwach.
16. „ 1)	1,25	1,70	1,49	0,37	751,3	NW stark.
22. „ 1)	1,25	1,80	1,49	0,57	752,5	WSW schwach.
24. „ 1)	1,26	1,86	1,50	0,60	754,0	NW stark.
25. „ 1)	1,33	1,89	1,58	0,78	759,1	N schwach.
16. Nov. 3)	1,15	2,40	—	0,67	—	NO „
9. Dec. 1)	1,24	2,80	—	0,92	762,5	NW leicht.
13. „ 1)	1,31	2,84	—	0,35	762,0	W „
31. „ 1)	1,15	2,83	—	0,93	765,7	„ „

Beobachtungsort: 1) Montpellier, beim botan. Garten. 2) Gignac, auf dem freien Felde. 3) Palavas, am Meeresstrande.

E. L.

VI. ***W. Thomson.*** *Ueber Thermoelasticität* (Phil. Mag. (5) V. p. 4—24. 1878; im wesentlichen Abdruck eines Artikels aus der ersten Nummer des Quart. J. of math. April 1855.).

1. Der gesammte Energieinhalt eines Körpers, oder — wenn man sich scheut, von einer absoluten Grösse der gesammten Energie zu reden — der Ueberschuss desselben über den Energieinhalt bei gegebenen anderen Umständen ist durch den mechanischen Zustand des Körpers und die Temperatur bestimmt. Der mechanische Zustand eines homogenen Körpers, in welchem irgendwelche elastische Kräfte erregt sind, sei definirt durch die 6 unabhängigen Variabeln $x, y, z, \xi, \eta, \zeta$; t sei die Temperatur desselben. Dann ist sein gesammter Energieinhalt e:

(1) $$e = \varphi(x, y, z, \xi, \eta, \zeta, t).$$

2. Wird der mechanische Zustand des Körpers bei der constanten Temperatur t von einem durch die Werthe $x_o, y_o, z_o, \xi_o, \eta_o, \zeta_o$ der independenten Variabeln charakterisirten Zustand geändert zu einem Zustand, in welchem die Variabeln die Werthe $x, y, z, \xi, \eta, \zeta$ besitzen, so nennen wir die dabei absorbirte Wärmemenge H_t (welche unabhängig ist vom Wege der Veränderungen):

(2) $$H_t = \psi(x, y, z, \xi, \eta, \zeta, t) - \psi(x_o, y_o, z_o, \xi_o, \eta_o, \zeta_o, t).$$

Den dieser Zustandsänderung entsprechenden Energiezuwachs bezeichnen wir mit ε; dann ist:

(3) $$\varepsilon = \varphi(x, y, z, \xi, \eta, \zeta, t) - \varphi(x_o, y_o, z_o, \xi_o, \eta_o, \zeta_o, t).$$

Ist ω die bei der Zustandsänderung geleistete Arbeit, J das Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit, so ist:

(4) $$\varepsilon = \omega + J.H.$$

3. Der Körper mache folgenden umkehrbaren Kreisprocess durch:

I. Beim Zustand $x_o, y_o, z_o, \xi_o, \eta_o, \zeta_o$ wird seine Temperatur von t auf t' erhöht.

II. Beim Zustand $x_o, y_o, z_o, \xi_o, \eta_o, \zeta_o$ wird er gedehnt auf $x, y, z, \xi, \eta, \zeta$, während t' constant ist.

III. Während der mechanische Zustand $x, y, z, \xi, \eta, \zeta$ erhalten wird, sinkt die Temperatur von t' auf t.

IV. Vom Zustand $x, y, z, \xi, \eta, \zeta$ geht er zurück auf $x_o, y_o, z_o, \xi_o, \eta_o, \zeta_o$, während die Temperatur t constant ist.

Nehmen wir an, dass $(t' - t)$ sehr klein ist, so werden bei den einzelnen Aenderungen vom Körper die folgenden Wärmemengen aufgenommen:

$$\text{(I)} \quad \frac{1}{J}\left\{\varphi(x_o \ldots t') - \varphi(x_o \ldots t)\right\} = \frac{1}{J}\frac{de_o}{dt}(t' - t). \quad \text{(vgl. Gl. (1).)}$$

$$\text{(II)} \quad \psi(x \ldots t') - \psi(x_o \ldots t') = H_{t'} = H_t + \frac{dH_t}{dt}(t' - t). \quad \text{(v.Gl.(2).)}$$

$$\text{(III)} \quad -\frac{1}{J}\left\{\varphi(x \ldots t') - \varphi(x \ldots t)\right\} = -\frac{1}{J}\frac{de}{dt}(t' - t).$$

$$\text{(IV)} \quad -\left\{\psi(x \ldots t) - \psi(x_o \ldots t)\right\} = -H_t.$$

Die Summe dieser Wärmemengen, jede dividirt durch die Temperatur, bei welcher sie aufgenommen wurde, muss nach dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie gleich Null sein. Nimmt man bei den Vorgängen (I) und (III) diese Temperatur als $\frac{1}{2}(t + t')$ oder auch als t an, so bekommt man:

$$\Sigma \frac{H_t}{t} = (t' - t)\left\{\frac{d}{dt}\left(\frac{H}{t}\right) - \frac{1}{J}\frac{1}{t}\frac{d\varepsilon}{dt}\right\},$$

woraus folgt:

$$\text{(5)} \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{H}{t}\right) - \frac{1}{J}\frac{1}{t}\frac{d\varepsilon}{dt} = 0.$$

Eliminirt man mittelst Gl. (4) hieraus ε, so kommt:

$$\text{(6)} \qquad H = -\frac{t}{J}\cdot\frac{d\omega}{dt};$$

eliminirt man H, so bleibt:

$$\text{(7)} \qquad \varepsilon = \omega - t\frac{d\omega}{dt}.$$

4. Es sei K die specifische Wärme des Körpers bei der Temperatur t, wenn die Variabeln $x, y, z, \xi, \eta, \zeta$ sich mit der Temperatur ändern, also gegebene Functionen der-

selben sind; N sei die specifische Wärme, wenn $x, y, z, \xi, \eta, \zeta$ constant bleiben. Dann ist:

$$(8) \qquad J.N = \frac{\partial e}{\partial t}.$$

$$(9) \qquad J.K = \frac{\partial e}{\partial t} + J\left\{\frac{\partial H}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial H}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \dots \frac{\partial H}{\partial \zeta}\cdot\frac{d\zeta}{dt}\right\}.$$

Da nach Gl. (4) $JH = e - \omega$, so wird Gl. (9):

$$(9a) \qquad J.K = \frac{de}{dt} - \left\{\frac{\partial \omega}{\partial x}\frac{dx}{dt} + \frac{\partial \omega}{\partial y}\frac{dy}{dt} + \dots \frac{\partial \omega}{\partial \zeta}\frac{d\zeta}{dt}\right\}.$$

5. Wir wenden diese Gleichung auf eine Flüssigkeit an und behalten von den sechs Variabeln $x, y, z, \xi, \eta, \zeta$ nur eine bei, welche das Volumen v der Flüssigkeit vorstellen soll; bezeichnet p den Druck, so ist wegen $d\omega = -p\,dv$:

$$\frac{d\omega}{dv} = -p.$$

Dann folgt aus (7):

$$\frac{de}{dv} = \frac{d\varepsilon}{dv} = \frac{d\omega}{dv} - t\frac{d}{dt}\left(\frac{d\omega}{dv}\right) = -p + t\frac{dp}{dt},$$

und wegen (4):

$$\frac{de}{dv} - \frac{d\omega}{dv} = J\frac{dH}{dv} = t\frac{dp}{dt}.$$

Daher aus Gl. (9):

$$JK = \frac{\partial e}{\partial t} + t\frac{\partial p}{\partial t}\cdot\frac{\partial v}{\partial t}.$$

Nun ist:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\frac{\partial p}{\partial t}}{-\frac{\partial p}{\partial v}},$$

und daher wird:

$$JK = \frac{\partial e}{\partial t} + t\frac{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^2}{-\frac{\partial p}{\partial v}}.$$

K bezeichnet die specifische Wärme bei constantem Druck, N bei constantem Volumen. Gl. (8) gibt also:

$$JK - JN = t \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^2}{-\frac{\partial p}{\partial v}}.$$

6. Wendet man die Gleichungen auf feste Körper an, so sollen x, y, z die Längen dreier Kanten eines Parallelepipedons, ξ, η, ζ die Kantenwinkel desselben bedeuten; das Parallelepipedon soll aus einem Würfel durch verschiebende Kräfte entstanden sein. Es wäre also:

$$1 = x_o = y_o = z_o; \qquad \frac{\pi}{2} = \xi_o = \eta_o = \zeta_o.$$

x, y, z, ξ, η, ζ sollen sich nur unendlich wenig von x_o, y_o, z_o, ξ_o, η_o, ζ_o unterscheiden. Dann lässt sich die bei der Transformation aus $x_o, y_o \ldots \zeta_o$ in $x, y \ldots \zeta$ geleistete Arbeit schreiben in der Form:

$$Pdx + Qdy + Rdz + Sd\xi + Td\eta + Ud\zeta$$

und es ergibt sich aus Gl. (6):

$$H = \frac{t}{J}\left\{ -\frac{\partial P}{\partial t}(x - x_o) - \frac{\partial Q}{\partial t}(y - y_o) - \frac{\partial R}{\partial t}(z - z_o) - \frac{\partial S}{\partial t}(\xi - \xi_o) - \frac{\partial T}{\partial t}(\eta - \eta_o) - \frac{\partial U}{\partial t}(\zeta - \zeta_o)\right\}.$$

Aus dieser Gleichung folgt:

1) Eine kubische Compression eines festen oder flüssigen Körpers bewirkt eine Erwärmung desselben, abgesehen von den Fällen, in welchen sich der Körper bei einer Temperaturerhöhung zusammenzieht, wo dann das Gegentheil eintritt.

2) Ein tordirter Draht wird bei plötzlicher weiterer Torsion, innerhalb der Elasticitätsgrenzen, abgekühlt, wenn man annimmt, dass die Torsionselasticität abnimmt mit Temperaturerhöhung.

3) Eine Spiralfeder wird bei plötzlicher Verlängerung abgekühlt, bei Contraction erwärmt.

4) Dasselbe gilt im allgemeinen für die plötzliche Verlängerung und Verkürzung eines Drahtes; dagegen gilt es nicht für Kautschuk, wenn derselbe so beschaffen ist, dass

er im belasteten Zustande sich bei Temperaturerhöhung zusammenzieht.

Einige weitere Betrachtungen über die Elasticitätscoëfficienten von im regulären System krystallisirten Körpern übergehen wir hier, weil sie einen Auszug nicht gut gestatten. Thomson stellt in denselben die Arbeit, welche elastische Verschiebungen leisten, mittelst des Maclaurin'schen Satzes durch die Differentialquotienten der Arbeit selbst dar und leitet dann eine Anzahl Relationen zwischen den so erhaltenen Differentialquotienten ab, indem er die Bedingung berücksichtigt, dass z. B. ein in Form eines Rhombendodekaëders krystallisirter Körper in Bezug auf 6 Axen (welche je 2 parallele Flächen senkrecht verbinden) symmetrisches elastisches Verhalten zeigen muss. Br.

VII. ***W. Thomson.*** *Thermomagnetismus und Pyroelectricität* (Phil. Mag. (5) V. p. 24—27. 1878; aus Cyclopaedia of the Physical Sciences (2) 1860.).

Ein tordirter Draht, der innerhalb der Elasticitätsgrenze weiter tordirt wird, wird kalt; wird er plötzlich detordirt, so wird er warm. Da Eisen bei der hellen Rothglut unmagnetisch wird, so würde entsprechend ein Stück schwach rothglühendes weiches Eisen bei der Annäherung an den Magnet erwärmt, bei der Entfernung abgekühlt werden. Kobalt dagegen, das bei einer höheren Temperatur ein Maximum der Magnetisirbarkeit besitzt, würde bei gewöhnlicher Temperatur bis zu der des Maximums bei Annäherung an den Magnet eine Abkühlung, bei der Entfernung eine Erwärmung erfahren, bei hohen Temperaturen würde es sich wie Eisen verhalten. Nickel verliert seine Magnetisirbarkeit schnell bei höheren Temperaturen; es verhält sich demnach bei gewöhnlichen Temperaturen wie das Eisen.

Ein Krystall kühlt sich ab, wenn er mit seiner Axe des grössten Magnetismus oder des kleinsten Diamagnetismus zwischen den Magnetpolen von der axialen in die

äquatoriale Lage übergeführt wird; er erwärmt sich bei umgekehrter Bewegung.

Die Pyroelectricität wird am besten durch moleculare electrische Polarisirung der einzelnen Theilchen erklärt, welche bei verschiedenen Temperaturen verschieden ist. Dieser Zustand inducirt eine oberflächliche Electrisirung auf dem umgebenden Körper, welche seine electrische Wirkung auf alle äusseren Punkte aufhebt. Wird der Krystall aber quer gegen seine electrische Axe zerbrochen, so zeigen beide Hälften als Grenzen entgegengesetzte Electrisirungen, nicht nur auf den neuen Bruchflächen, sondern auch auf den alten Flächen infolge der früheren Electrisirung. Allmählich verschwindet diese letztere durch Leitung, und auf jedem Theil stellt sich eine neue Electricitätsvertheilung ein, welche nach aussen die vorhandene electrische Erregung ganz verdeckt.

Ein pyroelectrischer Krystall muss also bei Bewegung in einem electrischen Mittel ähnliche Temperaturänderungen zeigen, wie ein magnetischer in einem magnetischen Medium. Die Electrisirung der Oberfläche ist dabei ohne Einfluss, so dass ein scheinbar unelectrischer Krystall dieselben Temperaturänderungen erleidet, wie z. B. ein in Wasser erhitzter, dann bei hoher Temperatur getrockneter und abgekühlter und infolge dessen pyroelectrischer Krystall.

G. W.

VIII. ***Ed. Sarasin.*** *Brechungsindices des ordinären und extraordinären Strahles im Quarz für die Strahlen verschiedener Wellenlänge bis zum äussersten Ultraviolett* (C. R. LXXXV. p. 1230—32. 1877. Arch. d. Gen. (2) LXI. p. 109—119.).

Da zu den Untersuchungen im ultravioletten Theile des Spectrums Apparate mit Quarz-Prismen und Linsen unumgänglich nöthig sind, so hat der Verfasser die optischen Constanten des Quarzes genauer untersucht. Der Kreis des Goniometers liess mit dem Nonius noch 10″ ablesen. Die Kante des Quarzprismas war parallel zur

Axe, der brechende Winkel betrug 60° 0′ 15″. Zur Untersuchung der ultravioletten Strahlen wurde ein fluorescirendes Ocular benutzt. Die folgende Tabelle enthält die gefundenen Brechungsindices [1]). Die in der ersten Columne angegebenen Linien 1 bis 26 sind Cadmium-, 27, 28, 29 helle Zink- und 30, 31, 32 die äussersten Aluminiumlinien, jenseits deren überhaupt noch keine brechbareren Strahlen beobachtet worden sind. Die für die äussersten Aluminiumlinien erhaltenen Zahlen sind wenig genau; bei den anderen Linien dürften die Brechungsindices bis auf eine Einheit der vierten Decimale richtig sein. Die in der vierten Columne der Tabelle aufgeführte Grösse A ist der Coëfficient, mit dem man die Hauptbrennweite einer Quarzlinse für die Linie D multipliciren muss, um dieselbe Grösse für die correspondirende Linie zu erhalten.

	Ordinärer Strahl	Extraordinärer Strahl	A		Ordinärer Strahl	Extraordinärer Strahl	A
1	1,54227	1,55112	—	17	1,58750	1,59812	0,9262
D	1,54419	1,55335	—	18	1,59624	1,60713	0,9127
2	1,54655	1,55573	—	23	1,61402	1,62561	0,8863
3	1,54675	1,55595	—	24	1,61816	1,62992	0,8803
4	1,54825	1,55749	—	25	1,62502	1,63705	0,8707
5	1,55014	1,55943	—	26	1,63040	1,64268	0,8632
6	1,55104	1,56038	—	27	1,63569	1,64813	0,8561
7	1,55318	1,56270	—	28	1,64041	1,65308	0,8498
9	1,56348	1,57319	0,9657	29	1,64566	1,65852	0,8429
10	1,56617	1,57599	0,9612	30	1,65070	1,66410	0,8363
11	1,56744	1,57741	0,9590	31	1,65990	1,67410	0,8245
12	1,57094	1,58097	0,9531	32	1,67500	1,68910	0,8062

Die Uebereinstimmung zwischen den von Sarasin und früher von Mascart erhaltenen Zahlen ist durchaus befriedigend.

1) Die benutzte Methode war die von Baille (Ann. du Conserv. des Arts et Métiers 1866. VII. p. 184); es werden bei derselben für jeden Strahl die Minima der Ablenkung zunächst auf der einen, dann auf der anderen Seite, indem man das Prisma dreht, bestimmt; man erhält so den doppelten Werth der Ablenkungswinkel aus zwei ganz analogen Messungen, ohne dass man direct auf den Spalt einzustellen braucht.

E. W.

IX. ***A. Hurion.*** *Untersuchungen über die anomale Dispersion* (Ann. de l'école norm. (2) VI. p. 367—412).

Nach einer längeren historischen Einleitung über die bisher angestellten Versuche über anomale Dispersion und die zu ihrer Erklärung aufgestellten Theorien bespricht der Verfasser seine eigenen Versuche.

Zunächst hat er die Dispersion des Joddampfes für die rothen und violetten Linien der zwischen Cadmiumelectroden überspringenden Funken bestimmt. Die dabei benutzte Methode war im Wesentlichen die Biot'sche. Nur wurde das aus einer Glasröhre hergestellte Hohlprisma in ein weiteres Rohr mit doppelten Wänden gesetzt, durch deren Zwischenraum man einen Dampfstrom leitete, oder den man mit Oel, das erhitzt wurde, füllte; die beiden Enden des Rohres wurden mit Glasplatten verschlossen. Die Ablesungen geschahen mit einem Fernrohr von Brunner, das mit einem durch eine Mikrometerschraube mit Trommel verschiebbaren Fadenkreuz versehen war.

Wandte man das Oelbad an, so konnte man bei Sonnenlicht noch Beobachtungen bis zu 130° anstellen, doch fielen dieselben wegen der schwankenden Temperatur stets ungenau aus; beim Umleiten von heissem Wasserdampf gaben die Inductionsfunken hinlänglich helles Licht. Es ergab eine Versuchsreihe folgende Resultate:

	Weisses Licht	rothes L.	blaues L.	Ablenkung in Theil. des Mikrometers roth	blau
Vor dem Erhitzen	132—133	—	—	—	—
Nach 1 stündigem Erhitzen	—	70—71	74—75	61—62	57—58
„ 1¼ „ „	—	71—70	75—76	61—63	56—57
„ dem Abkühlen	132	—	—	—	—

Bei sämmtlichen Versuchen schwankte die Ablenkung für das Roth zwischen 59—62 Theilen der Trommel für das Blau zwischen 54 bis 58.

Anm. Nach einer Mittheilung von Hrn. Prof. Ketteler hat kürzlich Herr Student Sieben für etwa 12 Spectrallinien (unter Erhitzung

Um aus diesen Grössen den Brechungsexponenten des Joddampfes zu bestimmen, musste man vor allem seine Tension bei 100° kennen, die in der gewöhnlichen Weise ermittelt wurde, nur dass das Quecksilber gegen die Einwirkung des Jodes durch eine Schicht Paraffin geschützt wurde. Statt den brechenden Winkel des Prismas aber direct zu ermitteln, bestimmte man die Ablenkung, die ein Lichtstrahl erfuhr, wenn er durch das bis zu einem bestimmten Drucke h' ausgepumpte nur Luft enthaltende Prisma ging.

Wir nehmen an, dass Luft und Joddampf genau dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze gehorchen, und dass ferner der Ueberschuss des Brechungsexponenten eines Gases über die Einheit der Dichte des Gases proportional sei. Bei dem betreffenden Versuche hat man im Innern des Prisma Joddampf von der Temperatur T und unter dem Druck h, Luft von derselben Temperatur und dem Druck $(H-h)$, wo H den Barometerstand angibt. Das Prisma ist ferner umgeben von Luft, von der Temperatur T und dem Druck H; und die äussere Luft kann man sich in zwei Theile getheilt denken, einen vom Druck $H-h$, den anderen vom Druck h. Die Luftmassen innen und aussen von dem Druck $(H-h)$ bewirken keine Ablenkung, so dass die beobachtete gleich der ist, die das mit Joddampf vom Drucke h gefüllte Prisma in Luft von derselben Temperatur und demselben Druck h gesetzt, bewirken würde.

Bezeichnen N_0 und n_0 die Brechungsexponenten des Joddampfes und der Luft bei 0° und 760 mm, N und n dieselben Grössen bei den Versuchsbedingungen, α den Ausdehnungscoëfficienten der Gase, so ist:

$$N-1=(N_0-1)\frac{h}{760}\cdot\frac{1}{1+\alpha T}, \quad n-1=(n_0-1)\frac{h}{760}\cdot\frac{1}{1+\alpha T}.$$

der Salze in der Knallgasflamme) die Brechungsexponenten der Lösungen von Cyanin, Fuchsin und anderen Farbstoffen auf 5 Decimalen genau spectrometrisch bestimmt und dieselben bei allen Concentrationen mit den theoretischen Formeln Ketteler s in bester Uebeinstimmung gefunden. Die Messungen werden demnächst in den Annalen veröffentlicht werden.

Ist ferner D die Ablenkung, die der Lichtstrahl durch den Joddampf erfährt, A der brechende Winkel, so ist:

$$N : n = \sin \frac{A + D}{2} : \sin \frac{A}{2}.$$

D' sei die bei dem Drucke h' beobachtete Ablenkung, n' der Brechungsexponent der inneren Luft, n'' der der äusseren, H' der Barometerstand und t die Temperatur, so ist:

$$\frac{D'}{2} \cot \frac{A}{2} = \frac{H' - h'}{h' + 760 \frac{1 + \alpha t}{n_0 - 1}}.$$

$$D = \frac{N_0 - n_0}{n_0 - 1 + \frac{760}{h}(1 + \alpha T)} \left[\frac{h' + \frac{760}{n_0 - 1}(1 + \alpha t)}{H' - h'} D' \right].$$

Im Mittel war in Theilen der Trommel D' 192, D für das rothe Licht 60, für das violette 55. Ferner war $H = 742{,}8$, $h' = 14$ mm, $T = 100^0$, $t = 10^0$. Da ferner der normale Brechungsexponent der Luft für das Roth 1,000 293, für das Violett 1,000 295 ist, so erhält man die folgenden Brechungsindices des Joddampfes:

Roth: 1,00 205 $= n$, Violett: 1,001 92 $= n'$.

Das negative Dispersionsvermögen des Joddampfes, d. h. $\frac{n' - 1}{n - 1}$ ist nahe 0,06, d. h. von derselben Ordnung wie das positive des Flintglases, daher konnte Le Roux auch das von einem mit Joddampf gefüllten Prisma erzeugte Bild mit einem Glasprisma, das dieselbe Ablenkung wie ersteres gab, achromatisiren.

Dispersion des gelösten Jodes. Um den Einfluss gelöster Körper, etwa von Jod in Schwefelkohlenstoff, zu bestimmen, theilte der Verf. ein Hohlprisma in zwei übereinanderliegende Hälften, von denen die eine mit der Lösung, die andere mit dem Lösungsmittel gefüllt wurde, und maass die Differenz der Ablenkungen in den beiden erzeugten Spectren, resp. die Minima der Ablenkungen der

beiden Spectren; dabei hatten stets beide Flüssigkeiten gleiche Temperaturen. Es ergab sich:

Linie.	Brechungsexponent n_1 des Schwefelkohlenstoff.	N Lösung mit $^1/_5$ % Iod.	Differenz.
C	1,621 904	1,622 141	0,000 237
G	1,677 190	1,677 350	0,000 160.

Hieraus ergibt sich der Brechungsexponent des festen Jodes nach Wüllner's Formel:

$$\frac{P}{D}(N-1) = \frac{p_1}{d_1}(n_1 - 1) + \frac{p_2}{d_2}(n_2 - 1),$$

worin P, D, N Gewicht, Dichte und Brechungsexponent des Gemisches $p_1, p_2, d_1, d_2, n_1, n_2$, die entsprechenden Grössen der gemischten Körper bezeichnen für:

C 2,074, G 1,982.

Die negative Dispersion ist 0,08, also etwas grösser als beim Dampf, was sich vielleicht aus Beobachtungsfehlern erklären lässt.

Auch aus den Messungen am Joddampf kann man die Brechungsexponenten des festen Jodes unter der Voraussetzung, dass das Brechungsvermögen für alle Aggregatzustände dasselbe bleibt, berechnen. Sie werden für:

Roth 1,894, Violett 1,838,

also kleiner als die obigen, wenn auch von derselben Ordnung.

Versuche mit gefärbten Flüssigkeiten. Zu ihrer Untersuchung wandte der Verfasser zuerst die von Christiansen angegebene Methode an; bei derselben lässt man das Licht an der Grenze einer Flüssigkeitsschicht, die sich zwischen den Flächen zweier beinahe bis zur Berührung gebrachter Flintglasprismen von fast gleichem Winkel befindet, reflectiren und bestimmt die Stellung der beiden zusammen drehbaren Prismen, bei der kein Licht mehr durch dieselben hindurchgeht.

Die von dem Verf. auf diese Weise für eine alkoholische Anilinblaulösung, eine concentrirte und eine aus dieser durch Zusatz eines gleichen Volumens Alkohol ver-

dünnte alkoholische Fuchsinlösung, endlich für eine wässerige Kaliumpermanganat-Lösung gefundenen Werthe, denen wir noch die für letzteren Körper von Kundt erhaltenen beifügen, gibt die folgende Tabelle wieder.

Natur des Lichtes.	Wellenlänge.	Brechungsexponent.					
		Anilinblau.	Fuchsin conc.	Fuchsin verd.	Alkohol.	Uebermang.Kali. Hurion.	Uebermang.Kali. Kund.
C	0,656	—	—	—	—	—	1,3408
Rothe Cadmiumlinie	0,644	1,373	1,377	1,372	1,364	1,340	—
D	0,589	—	—	—	—	—	1,3442
Grüne Thalliumlinie	0,534	—	1,382	1,376	1,365	1,345	—
E	0,526	—	—	—	—	—	1,3452
Grüne Cadmiumlinie	0,515	—	—	—	—	1,342	—
F	0,485	—	—	—	—	—	1,3420
Blaue Cadmiumlinie	0,468	1,369	—	—	—	—	—
Violette Cadmiumlinie	0,441	1.374	1,366	1,370	1,371	1,346	—
G	0,430	—	—	—	—	—	1,347

Bei allen drei Substanzen tritt anomale Dispersion auf; zu beachten ist, dass für das Violett der Brechungsexponent der Fuchsinlösung kleiner ist, als der des Alkohols. Die von Kundt und Hurion gefundenen Zahlen stimmen nahe überein. Die sämmtlichen Versuche zeigen, dass in der Nähe der Absorptionsstreifen die Brechungsexponenten plötzliche Aenderungen erfahren.

Eine weitere benutzte Methode gründet sich auf die sogenannten Talbot'schen Linien.

Auf einen engen Spalt von der Breite $2l$ falle eine Reihe ebener Wellen, die parallel zur Ebene der Spaltes sind; die Strahlen, die auf die rechte Hälfte des Spaltes fallen, sollen vorher eine Verzögerung $\varDelta$ erfahren. Dann wird einmal jede Spalthälfte für sich ein Diffractionsspectrum entwerfen, und der Winkelabstand ϑ des ersten dunkeln Streifens von der Normale auf die ebenen Wellen ist, wenn p eine ganze Zahl bedeutet, durch die Gleichung bestimmt:

$$l \sin \vartheta = p \lambda.$$

Es mögen diese die ersten Minima heissen.

Andererseits werden die durch die beiden Spalthälften gegangenen Strahlen mit einander interferiren, in einem

Winkelabstand ϑ_1 wird die Verzögerung $(\Delta + l \sin \vartheta_1)$ sein, und wenn p_1 eine ganze Zahl ist, so sind diese sogenannten Minima zweiter Ordnung gegeben durch:

$$l \sin \vartheta_1 = (2 p_1 + 1) \frac{\lambda}{2} - \Delta.$$

Die Minima zweiter Ordnung liegen weiter nach rechts als die der ersten und gleiten, wenn man Δ stetig wachsen lässt, nach der Richtung des verzögerten Lichtstrahles hin. Bei weissem Licht liegen die Minima erster Ordnung, nicht aber die zweiter Ordnung, sehr nahe über einander, da Δ von Farbe zu Farbe sich ändert. Beobachtet man die Erscheinung mit einem Fernrohr, so sind diese Minima äusserst undeutlich, anders ist dies bei Anwendung eines Prismas. Dieselben Betrachtungen gelten, wenn die einfallenden Strahlen schräg auf den Spalt fallen. Es müssen dann ϑ und ϑ_1 vom einfallenden Strahl an gerechnet werden; dasselbe ist der Fall, wenn man ein Prisma dazwischen setzt, dann ändert sich aber gleichsam von Farbe zu Farbe der Einfallswinkel i und zwar, wenn die brechende Kante rechts steht, so nimmt i vom Roth zum Violett zu, ebenso nimmt Δ, d. h. die den zweiten Minima entsprechende Verzögerung vom Roth zum Violett zu, die beiden Wirkungen addiren sich und das Spectrum erscheint continuirlich. Stellt man das Prisma entgegengesetzt auf, so kann das Gleiten der Streifen compensirt werden durch die Dispersion des Prismas. Aendert sich die Verzögerung um 1 Wellenlänge, während der einfallende Strahl sich um den Winkel $\frac{\lambda}{l}$, d. h. den Abstand zweier aufeinanderfolgender Minima dreht, so wird das Minimum zur linken mit dem zur rechten zur Deckung gebracht.

Da ferner bei kleinen Aenderungen von λ die durch das Prisma erzeugten Ablenkungen proportional der Verzögerung des brechenden Mediums sind, so legen sich eine ganze Reihe Minima über einander und es treten dunkle Streifen in der an λ angrenzenden Spectralregion auf. Da der Winkelabstand zweier Streifen durch $\frac{\lambda}{l}$ gegeben ist, so sind dieselben um so breiter, je enger der Spalt.

Bringen wir nun in den Weg der beiden Hälften des Strahles gleich dicke Schichten verschiedener Substanzen von den Brechungsexponenten n und $n' > n$, und lassen wir dann die Dicke um e anwachsen, so durchwandern f Streifen das Gesichtsfeld. Sind p_1 und p_2 die beiden Fällen entsprechenden Ordnungen des Streifens von der Wellenlänge λ, so ist, wenn Δ_1 und Δ_2 die beiden Fällen entsprechenden Gangunterschiede bezeichnen:

$$\lambda(p_1 - p_2) = \Delta_1 - \Delta_2 = e(n' - n), \quad \text{also } n' - n = \frac{f}{e}\lambda,$$

so dass man unmittelbar die Differenz der Brechungsexponenten einer Lösung und des Lösungsmittels bestimmen kann. Um aus obiger Gleichung die absoluten Werthe der Brechungsexponenten der Lösung zu finden, muss man e in absolutem Maass kennen; da aber Längen absolut zu messen stets schwierig ist, so geht man besser von den bekannten Brechungsexponenten n_1 und n_1' von Lösungsmittel und Lösung für eine bestimmte Wellenlänge λ_1 aus und findet dann unmittelbar:

$$n' - n = (n_1' - n_1)\frac{f}{e} \cdot \frac{e_1}{f_1} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_1},$$

eine Formel, die nur noch Verhältnisse enthält. Hat man Lösungen in Wasser, so kann man für die Brechungsexponenten desselben für die Linien C, D, E, F mit hinlänglicher Genauigkeit 1,331, 1,333, 1,335, 1,337 setzen.

Die Anordnung des Apparates ist aus der beistehenden Figur ersichtlich. $CPED$ und P' sind zwei Glasparallelepipeda; der Winkel PCE ist nahe gleich 45°. Der Apparat HH dient zum Einschalten der Flüssigkeiten und besteht aus einer festen verticalen Glasplatte G und zwei beweglichen verticalen Glasplatten g, die mittelst der Mikrometerschraube T der Platte G genähert und von ihr entfernt werden. Um einen Versuch anzustellen, nähert man die beweglichen Platten der festen sehr weit und bringt dann zwischen G

und die eine Platte g einen Tropfen der zu untersuchenden Lösung, zwischen G und die andere aber einen des Lösungsmittels, und erhält so zwei durchsichtige Flüssigkeitsschichten. Bei Anwendung von Sonnenlicht treten dann bei genauer Aufstellung des Apparates die Streifen sehr schön hervor. Hierauf nähert man die Platten und bestimmt die Zahl der Streifen, die bei einer bestimmten Verschiebung das Gesichtsfeld passiren. Der Sinn der Verschiebung lässt erkennen, welche der beiden Flüssigkeiten stärker bricht, indem eine Verschiebung nach dem Roth einer Zunahme des Gangunterschiedes entspricht.

Versuche an übermangansaurem Kali ergaben unter Annahme des aus den Bestimmungen vermittelst totaler Reflexion für C gefundenen Brechungsexponenten 1,340, für D 1,343—1,344, für E 1,345—1,346, für F 1,341. Die Zahl der beobachteten Streifen betrug 1 bis 3. Die mittelst der totalen Reflexion und dieser Methode erhaltenen Zahlen stimmen sehr nahe überein.

Der Verfasser beabsichtigt, weitere Versuche über den Einfluss der Concentration auf die Dispersion anzustellen.

E. W.

X. ***H. Draper.*** ***Entdeckung von Sauerstoff in der Sonne auf photographischem Wege und eine neue Theorie des Sonnenspectrums*** (Sill. J. XIV. p. 89—96. 1877.).

Der Sauerstoff gibt sich durch helle Linien oder Banden in dem Sonnenspectrum zu erkennen und zeigt keine schwarzen Absorptionsstreifen, wie die Metalle. Wir können daher das Sonnenspectrum nicht länger als ein continuirliches, aus dem gewisse Strahlen durch eine Schicht glühender Dämpfe absorbirt sind, betrachten, sondern müssen es als eines, über das auch noch gewisse helle Linien sich lagern, ansehen. Diese Anschauung eröffnet nicht nur die Aussicht auf die Entdeckung von anderen Metalloiden auf der Sonne, sondern erklärt auch das Auftreten einiger dunkler Linien als Intervalle zwischen hellen.

Mit „Sonnenspectrum“ ist hierbei nicht das einer be-

grenzten Region der Sonne bezeichnet, sondern das des Lichtes der gesammten Scheibe. Es wurde auch kein Bild derselben auf den Spalt des Spectroskopes projicirt, sondern der von dem ebenen Heliostatenspiegel reflectirte Sonnenstrahl untersucht.

Die angehängte Photographie ist eine der besten von zahlreichen anderen; das obere Spectrum ist das der Sonne, das untere das des electrischen Funkens einer Leydener Flasche in freier Luft.

Es wurden nicht Geissler'sche Röhren, mit Luft gefüllt, zur Erzeugung des Sauerstoffspectrums angewandt, indem in freier Luft hellere Funken erhalten wurden und dadurch die Anwendung engerer Spalte möglich war; ausserdem liessen sich Eisenelectroden anwenden, deren helle Linien sichere Anhaltspunkte für die genaue Coincidenz des oberen und unteren Spectrum ergaben; daher sind in dem Spectrum neben den Sauerstoff- und Stickstofflinien auch die gleichzeitig erhaltenen Eisen- und Aluminiumlinien enthalten. Das Spectrum des Sauerstoffs scheint übrigens nicht die eigenthümlichen Veränderungen seines Charakters bei Druckänderungen zu erfahren, wie dass des Stickstoffs und Wasserstoffs.

Zur Erzeugung der Inductionsfunken diente ein grosser Ruhmkorff'scher Apparat mit einem 1000 Unterbrechungen in der Minute gebenden Foucault'schen Interruptor. Den primären Strom lieferte eine von einem Brayton'schen Petroleummotor getriebene Gramme'sche Maschine, dabei war bei dem schnellen Stromwechsel eine solche Theilung des Stromes nöthig, dass das eine Paar der metallischen Pinsel, die den Strom aus der rotirenden Spirale aufnehmen, mit dem Electromagnete verbunden war, das andere Paar zur Leistung von äusserer Arbeit verwandt wurde.

Die numerischen Werthe der Wellenlängen sind theils den Untersuchungen Ångström's, theils den Photographien des Beugungsspectrums des Verfassers entnommen.

Aus der Zeichnung ergibt sich unmittelbar, dass den Sauerstofflinien helle, den Eisenlinien aber dunkele Linien

die drei Stickstofflinien zwischen 4240 und 4227, die Linie 4041 und die bei einer anderen Photographie gut erhaltene Linie 3995 sehr nahe oder ganz mit Sonnenlinien zusammen.

Dass bisher die hellen Sauerstofflinien des Sonnenspectrums noch nicht bemerkt worden sind, dürfte darauf beruhen, dass helle Linien auf etwas weniger hellem Grunde nicht denselben Eindruck machen, als dunkele. Die Photographie lässt sie deutlich hervortreten. Schon aus rein theoretischen Gesichtspunkten liess sich die Anwesenheit des Sauerstoffs auf der Sonne bei seiner grossen Verbreitung auf der Erdoberfläche erwarten und der Nachweis derselben, dem sich wahrscheinlich der für eine Reihe anderer Metalloide anschliessen wird, erhöht die Wahrscheinlichkeit der Nebelhypothese, indem für Viele gerade die Abwesenheit dieser wichtigen Gruppe eine schwer zu erklärende Erscheinung war.

Auf den ersten Blick erscheint es schwierig, zu glauben, dass ein glühendes Gas in der Sonnenatmosphäre sich nicht durch schwarze Linien zu erkennen gibt und demnach nicht dem Gesetz: „dass ein glühendes Gas dieselben Strahlen absorbirt, die es aussendet,“ gehorcht. Die bisher untersuchten Substanzen sind indess alles Metalle, zu denen wahrscheinlich auch der Wasserstoff gehört. Die Metalloide verhalten sich vielleicht anders. Man kann zur Erklärung annehmen, dass das Nichterscheinen der dunkeln Linie darin seinen Grund hat, dass die Intensität des Lichtes einer dicken Schicht von glühendem Sauerstoff an Wirkung die Photosphäre übertrifft, gerade wie Jemand, der durch eine Elle dicke Schicht glühenden Natriumdampfes nach einer Flamme sieht, die hellen Natriumlinien und keine schwarze Absorptionslinie wahrnimmt. Eine solche Erklärung würde die Annahme nöthig machen, dass glühende Gase, wie Sauerstoff, eine relativ beträchtliche Menge des Sonnenlichts aussenden. Bei dem Ausbruch von *T* Coronae wies in der That Huggins nach, dass Wasserstoff helle Linien auf einem dem Sonnenspectrum analogen Hintergrund zeigte.

Weiter macht der Verfasser auf die hellen Linien bei

G 4307 und 4337 aufmerksam, die nur zum Theil dem Sauerstoff entsprechen, zum Theil wahrscheinlich anderen Elementen angehören. Diese Untersuchungen werden wohl auch die Linie D_3 oder Heliumlinie und 1474 *K* oder Coronalinie erklären. Die erstere scheint die Annahme zu bestätigen, dass gewisse Substanzen scheinbar von dem Kirchhoff'schen Gesetze abweichen, da kein Zweifel bestehen kann, dass in der Chromosphäre eine diese Linie gebendes glühendes Gas vorhanden ist, während sich keine ihr entsprechende schwarze Linie in dem Spectrum der Sonnenscheibe zeigt.

Zum Schluss macht der Verfasser noch auf die grossen Schwierigkeiten aufmerksam, die sich derartigen Versuchen entgegenstellen. E. W.

XI. ***A. Schuster.*** *Ueber die Gegenwart von Sauerstoff auf der Sonne* (Nature XVII. p. 148—149. 1877.).

Aus einer grösseren, später zu veröffentlichenden Untersuchung über die Spectren des Sauerstoffs theilt der Verfasser vorläufig Folgendes mit. Er hatte gefunden, dass der Sauerstoff bei einer niedrigeren Temperatur, als der, bei der er sein gewöhnliches Linienspectrum zeigt, ein anderes neues gibt. Wäre nun die Temperatur der Sonne an einer Stelle zwischen der Photosphäre und der umkehrenden Schicht dieselbe, wie die, bei der das Spectrum des Sauerstoffs sich verändert, so wäre das Auftreten der hellen Linien vollständig erklärt. Das neue Spectrum (Schuster nennt es compound spectrum) ist äusserst lichtschwach und seine Messung sehr schwierig, um so mehr, als bei Erhöhung des Druckes die Linien sich stark verbreitern, und zwar so, dass der hellste Theil und noch mehr die Mitte sich gegen das Roth verschiebt. Die folgende Tabelle enthält in der ersten Columne die Wellenlängen der Mitte der vier beobachteten Linien, die zweite ihre halbe Breite, die dritte die Wellenlänge der nächstgelegenen Sonnenlinie nach Ångström's (A) und Schuster's (S) Messungen.

Sauerstoff	Breite	Sonnenlinien A.	Sonnenlinien S.
α 6156,86	±0,3	6156,70	6156,69
β 5435,54	±0,3	5435,44	5435,56
γ 5329,41	±0,6	5329,3	5329,10
δ 4367,62		4367,58	

Die Uebereinstimmung zwischen den Sauerstoff- und den Sonnenlinien ist so vollkommen, dass man wohl die Existenz von Sauerstoff bei der Temperatur und dem Druck annehmen kann, unter denen Schuster das „compound spectrum“ beobachtet hat. Da ausserdem das Spectrum nur innerhalb sehr enger Grenzen derselben bestehen kann, um bei hoher Temperatur in das Linien-, bei niedriger in das continuirliche überzugehen, so gibt es uns ein Maass für die betreffenden Verhältnisse auf der Sonne. Wenn sich diese auch noch nicht genau feststellen lassen, so ergibt sich doch mit Sicherheit, dass wir die Linienspectra vieler Metalle deshalb nicht umgekehrt in der Sonne finden, weil die Temperatur, bei der sie auftreten, höher als die ist, bei der sich das „compound spectrum“ des Sauerstoffs zeigt und also auch höher als die der umkehrenden Sonnenschicht. Wir müssen also ihre Bandenspectren untersuchen. Dasselbe gilt vielleicht von den Gold-, Silber- und Platinspectren. Das continuirliche Spectrum an der Basis der Corona gleicht übrigens sehr dem des kälteren Sauerstoffs. E. W.

XII. ***R. Meldola.*** ***Sauerstoff in der Sonne*** (Nature XVII. p. 161—162. 1877.).

Der Verfasser wendet sich gegen die theoretischen Ausführungen von Schuster zur Erklärung der hellen Linien des Sauerstoffs im Sonnenspectrum. Die Discussion hat nur ein rein astronomisches Interesse. E. W.

XIII. *H. Landolt. Untersuchungen über optisches Drehungsvermögen: I. Ueber die Ermittelung der specifischen Rotation activer Substanzen* (Liebig Ann. CLXXXIX. p. 241—337. 1877.).

Der Verfasser hat untersucht, wie weit es möglich ist, aus dem mit Concentration und Lösungsmitteln veränderlichen Rotationsvermögen gelöster Substanzen das ursprüngliche, constante der reinen activen Substanzen abzuleiten. Es gibt 3 Klassen circular polarisirender Körper: 1) Solche die nur in krystallisirter Form, 2) solche, die im flüssigen und amorphen Zustande Drehungsvermögen zeigen, 3) solche, die im krystallisirten und gelösten Zustande die Polarisationsebene drehen. Die der ersten Klasse angehörenden Körper sind: Zinnober, Bergkrystall, Natriumchlorat, Natriumbromat, Natriumperjodat, Kaliumhyposulfat, Strontiumhyposulfat, Calciumhyposulfat, Bleihyposulfat, Natriumsulfantimoniat, Uranylnatriumacetat, Maticocampher, Benzil, Aethylendiaminsulfat, Guanidincarbonat, Diacetylphenolphtaleïn. Die zweite Klasse enthält nur Kohlenstoffverbindungen, die in Organismen auftreten, oder sich durch einfache chemische Zersetzungen von diesen ableiten. Ueber die von Jungfleisch künstlich dargestellte active Weinsäure schwebt noch der Streit. Die meisten Körper dieser Klasse drehen nur rechts (+) oder links (—); einige treten in beiden Formen auf. Die bis jetzt bekannten natürlichen activen Substanzen und ihre Hauptderivate sind folgende[1]).

1) Wir theilen die folgende von Landolt gegebene Tabelle mit, da sie wohl als eine sehr vollständige Zusammenstellung drehender Substanzen von Interesse ist.

Substanz.	Linksdrehend.	Rechtsdrehend.	Inactiv.
Zucker $C_{12}H_{22}O_{11}$		Rohrzucker, Milchzucker, Mycose, Melitose, Melezitose, Maltose.	Synanthrose.
Zucker $C_6H_{12}O_6$	Levulose, Invertzucker, Invertirte Synanthrose.	Dextrose (Honigzucker, Traubenzucker, Stärkez., Salicin-, Amygdalin-, Phloridzinzuck., Gummizucker).	
	Sorbin.	Galactose, Eucalyn.	Inosit.
Mannitgruppe.	Mannit.	Nitromannit, Mannitan, Quercit, Pinit, Isodulcit.	Mannitose, Quercitose, Dulcit, Nitrodulcit, Erythrit.
Kohlenhydrate $C_6H_{10}O_5$	Inulin, Inuloïd, arab. Gummi, Rübengummi.	Stärke, Xyloïdin, Dextrin, Glycogen, arab. Gummi, Gährungsgummi (Dextran).	Cellulose, Nitrocellulose.
Glycoside	Amygdalin, Amygdalinsäure, Mandelsäure, Salicin, Populin, Phloridzin, Phloretin, Digitalin, Cyclamin, Coniferin.	Chinovin.	Glycyrrhizin. Gerbsäuren (auch activ).
Derivate der obig. Gruppen.	Acetylderivate des Inulins.	Acetylderivate v. Dextrose, Milchzucker, Mannit u. Stärke.	
		Glucosan, Zuckersäur.	Levulinsäure, Schleimsäure.
	Gährungsamylalkohol.	Derivate des activen Amylalkohols (Diamyl, Aethylamyl, Jodamyl, Cyanamyl, Amylamin, Amylvalerat, Valeraldehyd, Valeriansäure, Capronsäure).	Gährungsbutylalkohol, Octylalkohol a. Ricinusöl, Methylamyl, Amylhydrür und Amylen aus activ. Amylalkohol.
	Paramilchsaure Salze und Esteranhydride.	Paramilchsäure.	
Pflanzensäuren und dazu gehörige Stoffe.	Linksweinsäure.	Rechtsweinsäure.	Traubensäure.
	Linksweinsaure Salze.	Rechtsweins. Salze.	Synthetische Weinsäure.
	Linkstartramid.	Rechtstartramid.	
		Metaweinsäure.	Pyroweinsäure.
		Diweinsäure.	Nitroweinsäure.
	Natürl. Aepfelsäure.	Aepfelsäure aus Rechtsweinsäure oder Asparagin.	Synthet. Aepfelsäure.
	Aepfelsaures Ammoniak in Wasser.	Aepfelsaures Ammon. in Salpetersäure.	Maleïn-, Fumar-, Bernsteinsäure.

Substanz	Linksdrehend	Rechtsdrehend	Inactiv
Pflanzensäuren und dazu gehörige Stoffe.	Saurer äpfelsaur. Kalk in Wasser.	Aepfels. Kalk in Ammoniak.	Citronensäure. Citramalsäure.
	Malamid.	Aepfels. Zink u. Antimonammoniaksalz in Wasser.	
	Asparagin in wässerigen u. alkalischen Lösungen.	Asparagin in sauren Lösungen.	
	Asparaginsäure in alkalischen Lösungen.	Asparaginsäure in sauren Lösungen.	Asparaginsäur. a. Fumar- oder Maleïnsäure.
	Glutarsäure.	Glutaminsäure.	
	Chinasäure.	Chinovasäure in alkalischen Lösungen.	
Terpene $C_{10}H_{16}$	Linksterpentinöl oder Terebenten (französisches von Pinus maritima; venetian. v. Pinus Larix; Templinöl v. Pinus picea u. pumilio).	Rechtsterpentinöl od. Australen (englisch. oder amerikanisches v. Pinus balsamica, australis und taeda; deutsches v. Pinus abies, nigra u. silvestris).	Camphen, Camphilen, Tereben, Terebilen, Polyterebene, Terpinöl.
	Terebentenchlorhydrate.	Australenchlorhydrate	Festes Terpentinhydrat.
	Terecamphen.	Austracamphen.	
	Flüssig. Terpinhydrat.	Citronenöl, Pomeranzenöl.	
Aetherische Oele.	Copaivaöl, Cubebenöl, Lavendelöl, Petersilienöl, Rautenöl, Rosenöl, Tanacetöl, Thymianöl, Wachholderöl.	Anethöl, Cascarillöl, Camillenöl, Corianderöl, Fenchelöl, Muscatöl, Myrthenöl, Sassafrasöl.	Anisöl, Cassiaöl, Nelkenöl, Zimmtöl, Thymol, Gaultheriaöl, Bittermandelöl, Senföl.
	Links- und rechtsdrehend: Pfefferminzöl, Kümmelöl, Rosmarinöl, Salbeiöl, Sadebaumöl.		
Harze.	Sylvinsäure, Pimarsäure.	Podocarpinsäure.	
	Guajacharzsäure.		
Campherarten.	Matricariacampher,	Laurineencampher.	Geraniol.
	Menthol, Patchoulicampher, Blumea-(Krapp-)campher.	Borneol, Bernsteincampher, Rosmarin-, Aethyl- und Amylcampher.	Lavendelcamph. Camphren. Sulfocamphers.
	Borneen.		
	Camphersäure aus Matricariacampher.	Camphersäure aus Laurineencampher.	
	Camphersäureanhydrid u. Camphorons. aus Rechtcamphers.	Salze der Rechtscamphersäure.	
		Camphinsäure.	

Substanz	Linksdrehend	Rechtsdrehend	Inactiv
Alkaloïde.	Chinin, Cinchonidin.	Chinidin, Cinchonin, Chinicin, Cinchonicin.	
	Morphin, Codeïn, Narcotin in Alkohol, Pseudomorphin, Thebaïn, Papaverin, Laudanin.	Narcotin in Salzsäure. Laudanosin.	Mekonin. Narceïn. Hydrocotarnin. Cryptopin.
	Strychnin, Brucin.		Aricin.
	Nicotin.		Betaïn.
	Atropin.	Cicutin.	Berberin.
	Aconitin.	Pelosin.	Veratrin.
	Salze obiger Basen.	Salze obiger Basen.	Emetin. Piperin.
Bitterstoffe u. s. w.	Santonin, Santoninsäure. Pikrotoxin, Jalappin.	Hämatoxylin.	
Gallenstoffe.	Cholesterin.	Glycocholsäure, Taurocholsäure, Cholal-, Choloïdin-, Hyoglycochol-, Hyocholoïdin- u. Lithofellinsäure.	
Leim.	Glutin, Chondrin.		
Eiweissstoffe.	Serumalbumin, Eialbumin, Paralbumin, Caseïn, Syntonin, Peptone.		

Man kennt etwa 120 natürliche active Substanzen; ca. 60 drehen links, 50 rechts, 10 beiderseitig; active Derivate sind reichlich ebenso viele bekannt. — Die in Lösung drehenden Substanzen sind als Krystalle, soweit dieselben optisch zweiaxig sind, durchaus inactiv. Die Drehung wird dann eben durch die Doppelbrechung verdeckt. Die beiden einaxigen Substanzen: das quadratische wasserhaltige Strychninsulfat [1]) und der reguläre Amylaminalaun [2]) drehen sowohl als Krystalle, wie auch in Lösung und bilden die 3. Klasse activer Substanzen.

Bei der 1. Klasse activer Körper ist die Activität offenbar nur durch eine bestimmte Anordnung von Molecülgruppen bedingt, die sich auch in der Hemiedrie der Krystalle zeigt. Bei den Substanzen der 2. Klasse muss die Ursache der Drehung innerhalb des Molecüls ge-

1) Descloizeaux, Pogg. Ann. CII. p. 474.
2) Le Bel, Ber. d. chem. Ges. V. p. 391.

sucht werden, da sie, soweit sie untersucht worden sind, auch in Dampfform die Polarisationsebene ablenken.

Um die Drehung zu erklären, ist die Annahme einer ungleichförmigen Verdichtung des Aethers um die Körpermolecüle, welche nicht verschwindend klein gegen die Wellenlänge des durchgehenden Strahles ist, nöthig; dies erfordert einen bestimmten molecularen Bau der Substanz.

Zur Erklärung der Activität bei flüssigen activen Substanzen muss der die Rotation bei krystallisirten Körpern bewirkende Bau auf die einzelnen Atome im Molecül übertragen werden. Nach Pasteur zerfallen die Molecüle in 2 Klassen, 1) solche, deren Spiegelbild mit ihnen überdeckbar ist (Würfel u. s. w.); 2) solche, deren Spiegelbild nicht mit ihnen überdeckbar ist, die also in zwei entgegengesetzten (enantiomorphen) Formen aufzutreten vermögen (Schraube, irreguläres Tetraëder). Bei letzteren zeigt sich optische Activität, die Atome sind dissymmetrisch gelagert. Als Beweis dafür führt Pasteur die Spaltung der inactiven Traubensäure in Rechts- und Linksweinsäure an.

Folgende Tabelle enthält die analogen optischen Modificationen verschiedener Substanzen.

Activ.		Inactiv.	
Rechtsdrehend.	Linksdrehend.	Durch Verbindung gleicher Molecüle der Rechts- u. Links-Modif.	Infolge anderen räumlichen Baues des Molecüls.
Rechtsweinsäure.	Linksweinsäure.	Traubensäure.	Mesoweinsäure.
Aepfelsäure aus Rechtsweins.	Natürliche Aepfelsäure.	Aepfelsäure aus Traubensäure.	Aepfelsäure aus Bernsteinsäure.
Laurineencamph.	Matricariacamph.	Racemcampher.	
Camphersäure aus Laurineencampher.	Camphersäure aus Matricariacampher.	Paracamphers. a. Racem- oder Lavendelcampher.	Mesocamphers.
Activ. Aethylidenmilchsäure (Paramilchsäure).	—	—	Inactive Aethylidenmilchsäure, Gährungsmilchsäure.

Aehnlich verhalten sich andere Körper, die jedoch in den zwei entgegengesetzt drehenden Modificationen eine

ungleich starke Drehung zeigen, so bei den verschiedenen Terpentinölen.

In neuerer Zeit nehmen Le Bel und namentlich van't Hoff an, dass ein Molecül von dissymmetrischer Form und somit Activität entstehe, wenn sich ein Kohlenstoffatom C mit vier unter sich verschiedenen Radicalen verbindet. Denkt man sich bei einem Körper von dem Typus CR_4 das Kohlenstoffatom in der Mitte und die vier mit demselben verbundenen Radicale R an den vier Ecken eines Tetraëders, so wird, wenn die vier Radicale alle unter einander verschieden sind, wegen ungleicher Anziehung jedes derselben in einer anderen Entfernung vom Kohlenstoffatome sich befinden. Eine solche Combination $CR_1R_2R_3R_4$ entspricht einem irregulären Tetraëder (ohne Symmetrieebene), das in zwei enantiomorphen Formen auftreten kann. Dieselben zeigen in Bezug auf eine Axe, die parallel zu der nämlichen Kante geht, eine schraubenförmige Anordnung der vier Ecken, bei der einen nach rechts, bei der anderen nach links gewunden.

Die activen Verbindungen zeigen stets mindestens ein asymmetrisches Kohlenstoffatom. Dagegen sind nicht alle Verbindungen, die ein asymmetrisches Kohlenstoffatome enthalten, activ; vielleicht bestehen diese aus zwei entgegengesetzt activen Modificationen, die einander das Gleichgewicht halten. Die Asymmetrie der Kohlenstoffatome ist nur eine der Bedingungen zum Entstehen der Activität.

Schon 1838 fand Biot, dass Weinsäurelösung eine um so grössere specifische Rotation[1]) zeigt, je verdünnter die angewandte Lösung ist. Erst Oudemans jun. und Hesse (1875) nahmen diese Untersuchungen von neuem auf.

---

1) Die specifische Rotation ist $[\alpha] = \frac{\alpha \,.\, 100}{l \,.\, d \,.\, p}$, wo α die Drehung der untersuchten Schicht, p ihr Procentgehalt, l ihre Länge und d die Dichte der angewandten Substanz ist; anstatt ihrer wird häufig auch das moleculare Drehungsvermögen eingeführt, das man erhält, wenn man die obige Grösse $[\alpha]$ mit dem Moleculargewicht multiplicirt und durch 100 dividirt.

Ist ein Körper fest und nur in Lösung auf seine Activität zu untersuchen, so erhält man je nach der Zusammensetzung der Lösung für $[\alpha]$ verschiedene Zahlen. Diese lässt sich indess, falls q der Procentgehalt an inactivem Lösungsmittel ist, stets hinlänglich genau darstellen durch die Gleichung:

$$[\alpha] = A + Bq + Cq^2,$$

wo in einer Reihe von Fällen $C=0$ wird. Um das Drehungsvermögen A der reinen activen Substanz zu finden, hat man nur eine Reihe möglichst weit auseinanderliegender Concentrationen der Lösungen zu untersuchen und dann aus obiger Gleichung die Grösse $[\alpha]$ zu berechnen; die Genauigkeit dieser Bestimmung wird von der Möglichkeit, sehr concentrirte Lösungen zu erhalten, abhängen.

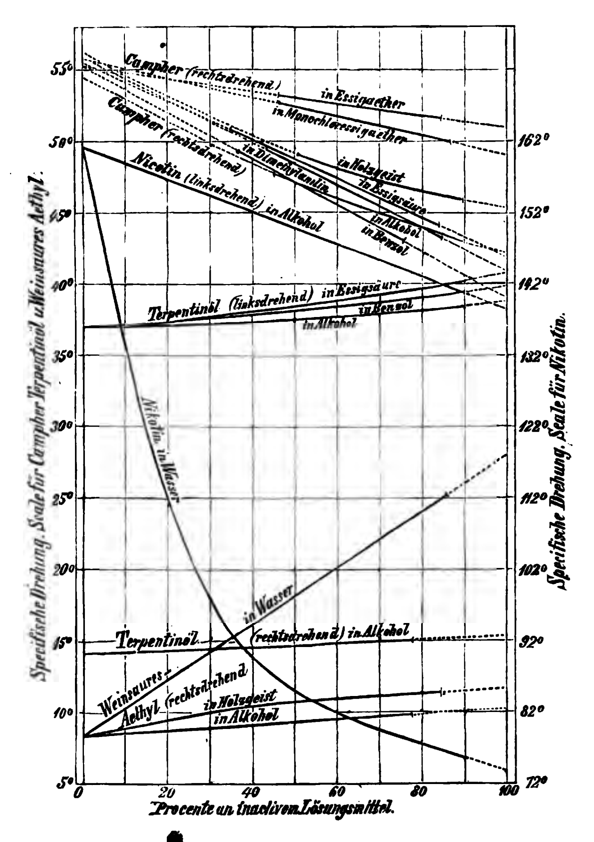
Die Einwirkung der inactiven Molecüle auf das Drehungsvermögen der activen ist wohl dadurch bedingt, dass letztere mit einer anderen Anziehungsstärke zwischen die Molecüle der activen Substanz treten, welche alle auf einander eine gleiche Anziehung ausüben; dabei wird die Structur der letzteren, ihre Anordnung im Raume (gegenseitiger Abstand), ihre Atombewegung und die Dissymmetrie der Aetherdichte geändert.

Der Verf. hat nun mit einem Mitscherlich'schen Polarisationsapparat und zwei Wild'schen Polaristrobometern die Drehung bei einer Reihe von Lösungen (Linksterpentinöl in Essigsäure, Benzol nnd Alkohol, Rechtsterpentinöl in Alkohol, weinsaures Aethyl in Wasser, Holzgeist und Alkohol und Nicotin in Wasser und Alkohol) verschiedenen Gehaltes an Körpern bestimmt, deren spec. Drehung bekannt ist, und dieselbe graphisch dargestellt; dabei wählte er als Abscissen die Procente inactiver Substanz, als Ordinaten die auf die Längeneinheit bezogenen Drehungen (s. umstehenden Holzschnitt). Aus der specifischen Drehung der Lösungen bestimmte er A und prüfte, wie weit diese Constante mit dem direct beobachteten Werthe übereinstimmte.

Aus den Beobachtungen ergab sich: 1) Die speci-

fische Drehung der activen Körper verändert sich bei steigender Verdünnung mit einer indifferenten Flüssigkeit nicht plötzlich, sondern nur stetig.

Ob diese Veränderung eine Vermehrung oder Verminderung ist, hängt von der Natur der activen Substanz



ab; Terpentinöl und weinsaures Aethyl zeigen bei der Mischung mit verschiedenen Lösungsmitteln stets eine Zunahme, Nicotin (und Campher, s. später) stets eine Abnahme der specifischen Drehung. Aber auf ein und denselben activen Körper wirken wachsende Mengen des Verdünnungsmittels ungleich stark verändernd ein.

Je verdünnter die Lösung ist, desto weiter entfernt sich die spec. Drehung desselben von derjenigen des reinen Körpers. Es ergab sich:

Substanz.	Lösungsmittel.	$[\alpha]_D$ der reinen Substanz, $q = 0$.	$[\alpha]_D$ beim Maximum der Verdünnung, $q = 100$.	Differenz.
Linksterpentinöl	Alkohol	36,97°	36,79°	+ 1,82°
	Benzol	36,97	39,79	+ 2,82
	Essigsäure	36,89	40,72	+ 3,83
Rechtsterpentinöl	Alkohol	14,17	15,35	+ 1,18
Nicotin (linksdrehend)	Alkohol	160,83	138,59	—22,24
	Wasser	161,29	74,13	—87,16
Weinsaures Aethyl (rechtsdrehend)	Alkohol	8,27	10,19	+ 1,92
	Holzgeist	8,42	11,19	+ 2,77
	Wasser	8,09	28,12	+20,03

2) Aus dem Drehungsvermögen einer Anzahl von Lösungen lässt sich dasjenige des reinen activen Körpers bestimmen; wie zu erwarten, um so sicherer, a) je geringer die Veränderung ist, welche die Drehung durch die inactive Substanz erleidet; b) je weniger die Curve gekrümmt ist, welche die Veränderung der Drehung bei wachsendem Procentgehalt der Lösung ausdrückt; c) je grösser die Concentration der angewandten Lösung ist.

3) Bei Berechnung der ursprünglichen specifischen Rotation eines Körpers resultirt immer der nämliche Werth; welche indifferente Flüssigkeit als Lösungsmittel gedient hat, ist gleichgültig.

Substanz.	$[\alpha]_D$	Substanz.	$[\alpha]_D$
Linksdrehend. Terpentinöl:		Nicotin (linksdrehend):	
Direct beobachtet	37,01°	Direct beobachtet	161,55°
Berechnet aus Alkohollös.	36,97	Berechnet aus Alkohollös.	160,83
„ „ Benzollös.	36,97	„ „ Wasserlös.	161,29
„ „ Essigs.-L.	36,89	Weinsaur. Aethyl (rechtsd.):	
Rechtsdrehend. Terpentinöl:		Direct beobachtet	8,31
Direct beobachtet	14,15	Berechnet aus Alkohollös.	8,27
Berechnet aus Alkohollös.	14,17	„ „ Holzg.-L.	8,42
		„ „ Wasserlös.	8,09

Die auftretenden Differenzen sind so klein, dass sie aus den Versuchsfehlern folgen dürften.

Die folgende Tabelle gibt die von dem Verfasser aus seinen Beobachtungen an verschiedenen Lösungen des Camphers für denselben bestimmte specifische Drehung.

Lösungsmittel.	$[\alpha]$ für $q=0$ Reine Substanz.	$[\alpha]$ für $q=100$ Unendliche Verdünnung.	Ganze Veränderung.
Essigsäure	55,5°	41,8°	13,7°
Essigäther	55,2	50,8	4,4
Monochloressigäther	55,7	49,0	6,7
Benzol	55,2	38,9	16,3
Dimethylanilin	55,8	40,9	14,9
Holzgeist	56,2	45,3	10,9
Alkohol	54,4	41,9	12,5

Aus den für die reine Substanz berechneten Zahlen ergibt sich im Mittel die specifische Drehung des reinen Camphers bei 20° C. $[\alpha]_D = 55{,}4^0 \pm 0{,}4^0$. Auf diesem Wege wird man auch die specifische Rotation anderer fester activer Körper bestimmen müssen; bis jetzt ist dies nur für Traubenzucker und Rohrzucker durch Tollens, für Rohrzucker auch durch M. Schmitz geschehen. C.

XIV. ***Redaction der photographischen Mittheilungen. Ueber die sensibilisirende Wirkung gewisser organischer Verbindungen nach Carey Lea*** (Photogr. Mitth. XIV. p. 140—146. 1877.).

Der Artikel enthält eine lebhafte Polemik gegen einen Aufsatz von Lea im Br. Journ., der zugleich mitgetheilt wird. Derselbe führt die Ansichten Lea's, über welche (Beibl. I. p. 563) nach einer anderen Publication referirt ist, des weiteren aus. Die Ausstellungen der photographischen Mittheilungen berichtigen zunächst Lea's Meinung von der Uebereinstimmung Poitevin's und Vogel's hinsichtlich der Ursache der Sensibilisation; nur letzterer habe die Erklärung durch die Bindung des Jodes gegeben.

Sachlich wird gegen Lea's Ansicht, der gemeinsame Charakter der Sensibilitatoren bestehe in ihrer Verwandt-

schaft zum Sauerstoffe, hervorgehoben, dass z. B. schon das Silbernitrat kein reducirendes Agens sei. Lea's Einwurf, Kaliumcarbonat und Stärke seien unwirksam trotz ihrer Affinität zum Jod, sei nichtssagend; denn Stärke habe eine äusserst schwache Verwandtschaft zum Jod und dem einzigen übrigbleibenden Falle stehen sämmtliche andere Sensibilisationsprocesse gegenüber.

Die von Lea angeführten Entwickelungsphänomene könnten für dessen Ansicht nichts beweisen; dass Alkali neben dem Reductionsvermögen die sensibilisirende Wirkung der Pyrogallussäure befördere, sei so gut wie selbstverständlich und ohne jede Theorie einleuchtend. Es kämen bei der Sensibilisirung durchaus nicht nur rein chemische Phänomene in Betracht, sondern vor allem „die Absorption“, wofür leicht experimentelle Bestätigungen zu finden und namentlich von Vogel gefunden worden seien.

Zn.

XV. *A. Naccari und M. Bellati. Einfluss der Temperatur und Zusammensetzung auf die thermoelectrischen Eigenschaften einiger Legirungen* (L'Elettricista I. p. 329—334. 362—368. 1877.).

Ein Glaskolben war an zwei gegenüberliegenden Stellen von Tubulis durchbohrt, in welche mittelst eines aus Wasserglas und Talk bestehenden Kitts ein Glasrohr eingesetzt war, in dem sich die eine Löthstelle des Thermoelementes befand, welches aus einem geraden, zwischen zwei conaxiale Neusilberstäbe gelötheten drahtförmigen Stück der Legirung bestand. Der Kolben wurde mit Oel gefüllt und in einem Sandbade erwärmt. Die zweite Löthstelle befand sich in einem ähnlichen Kolben. Diaphragmen hinderten die Strahlung der etwa 6—7 cm von einander abstehenden Kolben. Die Temperaturen der Löthstellen wurden durch Thermometer bestimmt, welche durch die mit Watte verstopften Tubuli der Kolben gingen und sie unmittelbar berührten. Die Messung der electromotorischen Kraft geschah mittelst der Poggendorff'schen Compensationsmethode. Die Elemente wurden einem Daniell'schen

Element gegenübergestellt, in dessen Leitung ein Rheostat eingefügt war. Als Brücke diente ein durch ein System von Quecksilberröhren, die in Quecksilbernäpfe endeten, verlängerter gerader Platindraht, auf dem sich die eine Verbindungsstelle der einen Pole der beiden Elemente verschob. Die Intensität des Stromes wurde in dem die Thermoelemente enthaltenden Zweige auf Null gebracht. Die in den Kreis des Daniell'schen Elementes eingeschaltete Bussole war durch Electrolyse von Kupfervitriol graduirt.

Als Einheit diente für den Widerstand die Siemens'sche, als Einheit für die Stromintensität die Einheit von Jacobi (Wied. Galv. (2) II. § 1058).

Die electromotorische Kraft wird durch die Formel von Avenarius:

$$E = a\,(t_1 - t_2)\left\{t_o - \frac{t_1 + t_2}{2}\right\}$$

gut dargestellt, in der t_1 und t_2 die Temperaturen der Löthstellen sind. E ist Null, wenn $\frac{t_1 + t_2}{2} = t_o$ ist. Die Zusammensetzung der Legirungen ist in der folgenden Tabelle in Gewichten der Bestandtheile angegeben. Die letzten zwei Columnen der Tabelle enthalten die Grenzen, innerhalb deren die Temperaturen variirt wurden.

	a	t_o	t_1	t_2
Blei—Neusilber	2,7646	— 92,3	336,2—509,5	284,9—287,4
15,2 Blei 1 Antimon-Neusilb.	4,315	68	333 —506,7	288,9—291,0
3,4 „ 1 „ „	5,1858	89,7	336,7—476,3	289,4—293,8
1 „ 1,2 „ „	7,4674	100,91	338,0—508,4	289,8—291,9
1 „ 2,95 „ „	9,6732	158,7	338,6—517,5	288,5—291,3
1 „ 5,91 „ „	10,41	168,1	332,2—488,4	289,7—291,7
Antimon—Neusilber[1])	10,963	— 0,55	340,0—492,0	288,5—291,2
Zinn—Neusilber	4,8208	92,9	329,1—465,6	291,7—293,2
8,7 Zinn 1 Antimon-Neusilb.	3,8642	52,0	337,6—478,4	293,3—297,2
1,9 „ 1 „ „	5,0555	54,35	332,2—487,8	296,5—302,7
1 „ 2,1 „ „	6,1981	40,48	337,2—480,1	301,1—304,4
1 „ 5,2 „ „	7,8735	50,0	323,4—480,1	298,3—299,7
1 „ 10,3 „ „	8,6461	52,65	335,8—479,1	297,0—301,2
Antimon—Neusilber[1])	11,689	9,9	324,2—474,1	298,3—302,8

1) Die Abweichung zwischen den beiden Bestimmungen beruht auf kleinen Unreinigkeiten des Antimons.

XVI. ***Abria.*** ***Ueber die Wirkung der Winkelströme*** (J. d. Phys. VI. p. 342—345. 1877.).

Nach Bertrand[1]) ist das Gesetz von Ampère nicht richtig, nach dem zwei Stromelemente, die gegen ihren kürzeren Abstand, oder, wenn sie in einer Ebene liegen, gegen ihren Schnittpunkt zusammenlaufen, nicht auf einander wirken, wenn sie in einer Rotationsfläche liegen; sich abstossen oder anziehen, wenn sie auf der einen oder anderen Seite derselben liegen. Liegt aber das eine Element in einer auf der Richtung des anderen senkrechten Ebene, so ist der Satz gültig, da in diesem Falle in dem bekannten Factor der Ampère'schen Formel ($\cos \varepsilon - \frac{3}{2} \cos \vartheta \cos \vartheta_1$) der Werth $\cos \varepsilon = 0$ wird. Es leitet sich daraus leicht die Wirkung eines unendlichen horizontalen Stromes auf einen vertcialen, um eine verticale Axe drehbaren Strom und die Rotation des letzteren unter Einfluss eines horizontalen Kreisstromes ab.

Die Wirkung eines unendlichen horizontalen Stromes auf einen horizontalen, um eine verticale Axe drehbaren Strom lässt sich indess aus dem obigen Satz direct nur dann ableiten, wenn beide Ströme einander parallel oder auf einander senkrecht sind. Liegt die Mitte eines Elementes des einen Stromes im Coordinatenanfangspunkt, ist seine Richtung die der x-Axe, so ist die Curve, in der die Elemente eines zweiten, in seiner Ebene befindlichen Stromes liegen müssen, damit auf sie keine Wirkung stattfindet, durch die Formel $r^2 = Ax^3$ gegeben. Will man daher die Wirkung der einzelnen Elemente ds_1 eines unendlichen Stromes auf ein anderes Element ds in seiner Ebene bestimmen, so legt man durch ds und ds_1 die Curve ohne Wirkung, legt in ds_1 an dieselbe eine Tangente und zerlegt letztere in zwei Componenten senkrecht gegen die Verbindungslinie der Elemente und in der Richtung von ds_1. Da die Wirkung beider Componenten zusammen Null ist, so braucht man nur je nach der Richtung der ersteren derselben zu bestimmen, ob sie ds anzieht oder abstösst,

1) J. d. Phys. III. p. 343.

um daraus auf die umgekehrte Wirkung in der Richtung von ds_1 zu schliessen. Alle Elemente des unendlichen Stromes, welche auf der einen Seite seines Schnittpunktes mit der Verlängerung von ds liegen, erweisen sich in dieser Art als anziehend, alle Elemente auf der änderen Seite als abstossend, wodurch ds im einen oder anderen Sinne in Rotation geräth.

G. W.

XVII. ***L. Maiche.*** ***Versuche über die Unterbrechungsfunken der Extraströme*** (Mondes XLIV. p. 328—330).

Einige Versuche über die Zunahme der Helligkeit der Funken bei Trennung von Kohlenspitzen, die den Stromkreis einer Batterie schliessen, sei es mit oder ohne Einschaltung eines Electromagnetes in den Schliessungskreis und über die Zeit, welche durch die mit der Zahl der Elemente abnehmende Verzögerung der Magnetisirung bedingt ist und vor der Unterbrechung vergehen muss, bis die Funken die grösste Helligkeit besitzen. Die Ursachen dieser Erscheinungen sind bekannt.

G. W.

XVIII. ***Th. du Moncel.*** ***Ueber die Dimensionen der Magnetisirungsspirale zur Erreichung des Maximums der Magnetisirung*** (C. R. LXXXV. p. 743—748. 1877.).

Da die Tragkraft der Electromagnete erst schneller ansteigt, als der Proportionalität mit dem Quadrat der magnetisirenden Kraft entspricht, sich dann aber einem Maximum nähert, so müssen die unter Voraussetzung jener Proportionalität berechneten Widerstände der Magnetisirungsspirale im Verhältniss zu den übrigen Widerständen der Schliessung andere sein, als sie unter Voraussetzung jener Proportionalität zur Erzielung der stärksten Magnetisirung erforderlich wären.

Ohne die genauere Kenntniss der Gesetze des Ansteigens des Magnetismus mit wachsender magnetisirender Kraft dürften indess weitere Rechnungen kaum sichere Resultate ergeben.

G. W.

XIX. ***Walker.*** *Neue Versuche über Electromagnete* (L'Elettricista. I. p. 291—292. 1877.).

Der Verfasser hat den von Faulkner für technische Zwecke neu beschriebenen Romershausen'schen Glockenmagnet untersucht.

Die Resultate haben keine allgemeinere Bedeutung.

G. W.

XX. ***Edmund J. Mills.*** *Ueber Electrostriction* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 504. 1877.).

Wird ein Thermometer durch Einsenkung in eine Lösung von weinsaurer und ammoniakalischer Silberlösung mit Silber überzogen und neben einem anderen unbedeckten Thermometer als negative Electrode in eine Salzlösung eingesenkt, aus der sich Metall auf dem Silberüberzug abscheidet, so findet ein Steigen dabei statt bei Absatz von Kupfer, Silber, Eisen, Nickel, ein Sinken bei Zink und Cadmium. Den Grund dieser Erscheinung sieht Mills in dem durch die Absätze auf die Thermometerkugel ausgeübten, von der Temperatur unabhängigen Druck, der nach directen Versuchen über die Volumenänderung derselben unter höherem Druck bei:

Cadmium	Zink	Nickel	Eisen	Silber	Kupfer
2,3	6,2	19,2	18,2	66,4	90—108,5

Atmosphären betragen haben soll. Er findet einen Beweis für diesen Druck darin, dass ein etwa 30 mm langer und 11 mm weiter Kautschukcylinder beim galvanischen Ueberkupfern zusammengepresst wird; ebenso in den Krümmungen, die galvanische Niederschläge annehmen, wenn sie an einer Stelle zerschnitten werden, in dem Zerreissen von Paraffinüberzügen auf Thermometern. Wird ein mit electrolytischem Kupfer oder Silber überzogenes Thermometer auf 100° erhitzt und dann abgekühlt, so steigt der Nullpunkt; ebenso sinkt er beim Abreiben. Bei der Unsicherheit der Versuche dürfte eine Wiedergabe der Formeln des Verf. überflüssig sein, der für dieses Phänomen den neuen Namen Electrostriction einführt. G. W.

XXI. ***Hasseberg.*** ***Electromotor*** (Dingler J. CXXVI. p. 212—214. 1877.).

Der Electromotor ist ganz nach dem Princip der früheren electromagnetischen Bewegungsmaschinen von Vettin und Page gebaut, indem sich ein Eisenstab in einer Reihe conaxialer, nacheinander vom Strom durchflossener Spiralen hin- und herschiebt. Die Bewegung des Eisenstabes vermittelt selbst die Commutation der Stromesleitung. G. W.

Literatur-Uebersicht.

Monatsberichte der Berliner Akademie. 1877. November.

Bauer. *Ueber das Krystallsystem und die Hauptbrechungscoëfficienten des Kaliglimmers, p. 684—712.*

Wiener Anzeiger. 1878. Nr. 1—2.

Ed. Sacher. *Drei Versuche mit Telephons, p. 1—3.*

Separatabzüge aus den Sitzungsberichten der Wiener Akademie. 1877. Bd. LXXVI.

E. v. Fleischl. *Untersuchungen über die Gesetze der Nervenerregung (aus den Berichten der Abth. III. Oct. 1877).*

Chemische Berichte. 1878. Bd. XI. Heft 1 u. 2.

Fr. Wächter. *Beziehungen zwischen d. Atomgewichten d. Elemente, p. 11—16.*

Al. Naumann. *Ueber Dampfdichtespannungen einiger chemischer Verbindungen und deren Bestimmung, p. 33—35.*

A. Horstmann. *Ueber A. Naumann's neue Methode der Dampfdichtebestimmung und d. Dampfdichte der Essigsäure, p. 204—205.*

L. Meyer. *Ueber Transpiration von Dämpfen, p. 206—211.*

Kolbe, Journal f. praktische Chemie. 1878. Bd. XVII. Heft 1.

J. M. Eder. *Ueber die Löslichkeitsverhältnisse von Silbersalzen, p. 44—47.*

Dingler Journal. 1878. T. CCXXVII. Heft 1 u. 2.

Ueber das Telephon p. 49—56 (Prof. Gray's Telephon, p. 49. Telephon von G. B. Havens, p. 50. Th. A. Edinson's sprechendes Telephon, p. 50. G. B. Richmond's Electro-Hydrotelephon, p. 51. A. G.

Bell's sprechendes Telephon, p. 51. Versuche von Zetsche und Pörsch; Weinhold's und Töpler's Rufer, p. 55.).

Elihu Thomson. *Cylindrische Electrisirmaschine (nach J. of the Franklin Inst. 1878. CXII.), p. 107—108.*

H. Wild. *Spiegelablesung mit Fernrohr und Skale bei Präcisionswagen, p. 166—167.*

Berichte über vergleichende Versuche mit magneto-electrischen Maschinen zur Erzeugung electrischen Lichtes, p. 201—206.

Carl Repertorium. 1877. Bd. XIII. Heft 6.

K. Tschechovitsch. *Wellenmaschine, p. 557—565.*

E. Lommel. *Ueber Fluorescenz, p. 590—621.*

O. E. Meyer. *Bemerkung über das Radiometer-Experiment des Herrn Puluj, p. 622.*

Polytechnisches Notizblatt. 1878. Bd. XXXIII. Nr. 3.

Ueber das Verhalten des Wismuths bei seinem Uebergang aus dem flüssigen in den festen Zustand, p. 44—45.

Photographische Mittheilungen. 1877/78. Bd. XIV. Heft 1—9.

H. W. Vogel. *Ueber die Wirkung der Pigment- und Gläserfarben auf gefärbtes Bromsilber, p. 68—70.*

Carey Lea. *Neue Entwickler und Entwickelungsmethoden, p. 99—101. 106—117.*

— Ueber die sensibilisirende Wirkung gewisser organischer Verbindungen (Kritik der Redaction), p. 140—146.

Mittheilung aus dem photographischen Atelier d. kgl. Gewerbeakademie zu Berlin: Ueber Bestimmung der Brennweiten photographischer Objective, p. 222—223. — Versuche mit gelbem Chrysoidenlack. p. 243—244.

Wollny, Agriculturphysikal. Forschungen. Bd. I. Heft 2 u. 3.

C. Lang. *Ueber Wärmecapacität der Bodenconstituanten, p. 109—147.*

Comptes rendus. 1878. T. LXXXVI. Nr. 3—6.

Fizeau. *Gedächtnissrede auf C. A. Becquerel, p. 125—128.*

Daubrée. „ „ „ „ *p. 129—131.*

Debray. *Gedächtnissrede auf Regnault, p. 131—134.*

Jamin. „ „ „ *p. 134—138.*

Daubrée. „ „ „ *p. 138—141.*

Laboulaye. „ „ „ *p. 141—143.*

Berthelot. *Nouvelles observations sur les réactions chimiques de l'effluve et sur l'acide persulfurique, p. 277—279.*

— Sur les hydrates définis formés par les hydracides, p. 279—283.

Favé. *Les vibrations de la matière et les ondes de l'éther dans la phosphorescence et la fluorescence, p. 289—294.*

P. Dubois. *Vibrations transversales des liquides, p. 295—296.*
M. Lévy. *Quelques observations sur une nouvelle Note de M. Boussinesq relative à la théorie des plaques élastiques, p. 304—307.*
Mascart. *Sur la réfraction des gaz et des vapeurs, p. 321—323.*
W. Crookes. *Sur la répulsion résultante de la radiation lumineuse, p. 323—326.*
Macé. *Recherches sur la double réfraction accidentelle, p. 326—328.*
Thallon. *Nouveau spectroscope à vision directe, p. 329—331.*
L. Troost. *Sur les densités de vapeur, p. 331—332.*
Isambert. *Dissociation du carbonate de baryte, p. 332—333.*
A. Lang. *Mémoire sur la solubilité de la chaux dans l'eau, p. 333—337.*
T. Pisani. *Sur un nouvel appareil à densité, p. 350—352.*
L. de Champvallier. *Sur le téléphone, p. 364—366.*
A. Demoget. *Sur le téléphone, p. 366—367.*

Journal de physique. 1878. T. VII. Januar.

J. Violle. *Sur l'emploi du radiomètre comme appareil de démonstration, p. 19.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1878. T. XIII. Januar.

Bertin. *Sur les téléphones, p. 59—67.*
A. Ditte. *Examen de quelques propriétés de l'acide borique, p. 67—75.*
E. Duclaux. *Sur la tension superficielle dans la série des alcools et des acides gras, p. 76—101.*
Wichandler Roberts. *Notes sur la fusibilité, la liquation et la densité de certains alliages d'argent et de cuivre, d'or et de cuivre, p. 111—140.*

Ann. scientif. de l'Ecole normale. 1878. Bd. VII. Jan. u. Febr.

D. Gernez. *Recherches sur la cristallisation des solutions sursaturées, p. 1—72.*

Les Mondes (2) 1878. T. XLV. Nr. 4—7.

A. Billon. *Appareil de Cailletet pour la liquéfaction des gaz, p. 149—154.*
Ch. Tellier. *Un nouvel frigorifique, p. 182.*
A. Demoget. *Quelques expériences sur le téléphone, p. 182—184.*
Rameaux. *Pendule électrique, p. 236.*
— Modification du téléphone, p. 236.
A. Demoget. *Deuxième note sur le téléphone, p. 245—247.*
Balneto. *Nouveau perfectionnement au téléphone, p. 247.*

Archives de Genève. 1878. T. LXI. Jan.

Duter. *Des plaques circulaires aimantées où les lignes isodynamiques sont des circonférences concentriques, p. 37—43.*

E. Lebourg. *Nouvel appareil pour la vérification expérimentale des lois de la chute des corps, p. 44—45.*

R. Pictet. *Mémoire sur la liquéfaction de l'oxygène, la liquéfaction et la solidification de l'hydrogène et sur les théories des changements d'état des corps, p. 16—106.*

Ed. Sarasin. *Indices de réfraction ordinaires et extraordinaires du quartz, p. 109—119.*

Archives néerlandaises. 1877. XII. Heft 2—5.

C. H. C. Grinwis. *Sur l'absorption de la lumière d'après la théorie de M. Maxwell, p. 177—189.*

H. D. Krusemann. *Sur la réduction de la lévulose, p. 189—200.*

J. D. van der Waals. *Sur le nombre rélatif des chocs que subit une molécule suivant qu'elle se meut au milieu de molécules en mouvement ou au milieu de molécules supposées en repos, et sur l'influence, que les dimensions des molécules, dans la direction du mouvement relatif, exercent sur le nombre de ses chocs, p. 201—216.*

— *Sur le nombre des chocs et la distance moyenne de choc dans les mélanges gazeux, p. 217—218.*

D. J. Korteweg. *Sur le calcul de la distance moyenne de choc des molécules gazeuses, dans le cas où l'on tient compte de toutes leurs dimensions. — Calcul de l'accroissement de tension qu'un gaz éprouve par suite du choc des molécules, p. 254—261.*

H. J. Rinck. *Sur la propagation du son, p. 262—284.*

Publications de l'Institut Royal Grand Ducal de Luxembourg (Sciences naturelles). XVI. 1877.

De Waha. *Sur l'interférence des explosions électriques, p. 49—63.*

— *Sur la mesure des indices de réfraction, p. 143—148.*

Proceedings of the Royal Society. 1877. V. XXVI. Nr. 184.

E. J. Mills. *On electrostriction, p. 504—512.*

Warren de la Rue and **W. Müller.** *Experimental researches on the electric discharge with the chloride of silver battery, p. 519—523 (cf. Beibl. I. p. 692).*

C. Tomlinson. *Notes on supersaturated saline solutions, p. 523—534.*

G. G. Stokes. *On certain movements of radiometers. p. 546—555.*

Philosophical Magazine (5) 1878. Vol. V. Februar.

J. Aitken. *An account of some experiments on rigidity produced by centrifugal force, p. 81—105.*

E. Emerson Reynolds. *On a new form of measuring apparatus for a laboratory spectroscope, p. 106—110.*

O. J. Lodge. *On a method of measuring the absolute thermal conductivity of crystals and other rare substances. Part. I, p. 110—117.*

S. Tolver Preston. *Application of the kinetic theory of gases to gravitation, p. 117—127.*

Quarterly Journal of Mathematics. 1877. XV. Nr. 58.

A. G. Greenhill. *Note on hydrodynamics: on the motion of water in a rotating rectangular Prism, p. 144—151.*
— *On the motion of a top and allied problems in dynamics, p. 176—184.*

Nature. V. XVII. 31. Januar bis 14. Februar.

J. Cl. Maxwell. *Tait's thermodynamics, p. 257—259. 278—280.*
John Aitkin. *On a means for converting the heatmotion possessed by matter at normal temperature into work, p. 260.*
G. J. Stoney. *The radiometer and its lessons, p. 261—262.*
F. J. M. Page. *Demonstration of currents originated by the voice in Bell's telephone, p. 283—284.*
J. J. Sylvester. *Chemistry and Algebra, p. 284.*

Chemical News. 1878. V. XXXVII. Nr. 948—951.

Physical Society, 19. Jan.: W. H. Preece. On some physical points connected with the telephone. — Lodge. Simple apparatus for determining the thermal conductivity, p. 38. — 2. Febr.: S. P. Thompson. Illustration of Ampère's law of parallel voltaic currents, p. 59—60.
W. Durham. *Suspension, solution and chemical combination, p. 47—48.*
Warren de la Rue. *Ströme im Telephon, p. 59.*
Sitzung der chemical Soc. 7. Febr. 1878: Gladstone and Tribe. An inquiry on the action of the copper-zinc couple on alkaline oxysalts, p. 68. — H. C. Jones. On a new method for determination of boiling points, p. 68.

Atti della Reale Accademia dei Lincei (Transunti). (3) II. December 1877 und Januar 1878.

P. Volpicelli. *Communicazione sulla elettrostatica induzione, p. 53—55.*

Il Nuovo Cimento (3) 1877. II. Nov. e Dec.

A. Righi. *Ricerche sperimentali sull' interferenza della luce, p. 181—205.*
A. Roiti. *Experienze di lezione (I. Apparecchio semplicissimo per dimostrare l'interferenza di due sistemi d'onde. II. Apparecchio per rendere evidenti gli effetti della trazione sui fili metallici), p. 205—216.*
A. Naccari e **M. Bellati.** *Sul rapporto fra l'accorciamento unitario delle dimensioni traversali di un' asta di caucciu stirata e l'allungamento unitario in senso longitudinale, p. 217—240.*
G. Basso. *Fenomeni di magnetismo osservati nel radiometro, p. 240—248.*
E. Betti. *Sopra il potenziale di un sistema di conduttori carichi di elettricità e di coibenti elettrizzati comunque, p. 249—252.*

L'Elettricista. 1878. II. Januar.

P. Volpicelli. *Sulla elettrostatica induzione, p. 1—8.*

Gazzetta chimica italiana. 1878. VIII. Heft 1.

T. Brugnatelli. *Un' esperienza per iscuola e mezzo per evaporare rapidamente grandi quantità di liquidi, p. 16—21.*

Journal der russischen phys. Gesellschaft. 1878. X. Heft 1.

Sitzungsberichte vom 5—17. Dec. 1877. p. 1—4.

D. Bobylew. *Sur l'action diéléctrique des isolateurs, p. 4—12.*

D. Latschinoff. *Expériences avec le téléphone, p. 13—16.*

Separatabzüge.

A. Hartmann. *Eine neue Methode der Hörprüfung mit Hülfe electrischer Ströme (Verh. d. physiol. Ges. zu Berlin, abgedruckt im Arch. f. Physiol. 1878), p. 24—25.*

L. Hermann. *Notiz über das Telephon (Pflüger's Arch. XVI.), p. 264—265.*

— *Ueber telephonisches Hören mit mehrfachen eingeschobenen Inductionen (ibid.), p. 314—316.*

v. Feilitzsch. *Theorie u. Construction einer hydrodynamischen Luftpumpe (Mitth. d. naturf. Ver. v. Neuvorp. u. Rügen. Bd. IX. 1877), p. 1—7.*

— *Beschreibung einer hydrodynamischen Luftpumpe (ibid.), p. 1—9.*

A. Naccari e M. Bellati. *Sulla intensità del fenomeno Peltier a varie temperature (Atti del Ist. Ven. (5) IV.), p. 1—48.*

H. J. Rink. *Over de Verandering van den galvanischen geleidingsweerstand van kwikzilver by temperatuurverandering (Verslagen en Mededeelingen d. k. Ak. van Wetenschappen. Natuurkunde. XI. Amsterdam). p. 1—42.*

Metronomische Beiträge, herausgeg. von H. W. Förster. I mit Hülfstafeln zur Berechnung von Volumen- und Gewichtsbestimmungen, mit Rücksicht auf die Schwankungen der Dichtigkeit des Wassers und der Luft und auf die unter dem Einfluss der Wärme stattfindenden Veränderungen der Dimensionen der zu messenden und zu wägenden Körper, von H. W. Förster, p. 1—34. II. Ueber Veränderlichkeit von Platingewichtstücken, von L. Löwenherz.

M. Avenarius. *Volumänderung einer Flüssigkeit durch Temperatur und Druck (aus Mél. phys. et chim. X. 1877), p. 697—709).*

A. Riccò. *Alcune eleganti esperienze ottiche (Mem. soc. spettr. Ital. VI. 1877, p. 1—3.*

Eingegangene Werke.

Hugo Schiff. *Einführung in das Studium der Chemie nach Vorlesungen, gehalten am naturwissenschaftlichen Institut in Florenz. Berlin, Th. Grieben (enthält viel physikalisch-chemisches), p. 1—328.*

1878. BEIBLÄTTER № 3.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. *A. Roiti. Ueber die Fortpflanzung des Schalles nach der modernen Gastheorie* (Cimento (2) II. p. 42—65. 1877. Unter Mitwirkung des Verfassers.).

In der vorliegenden Arbeit entwickelt der Verfasser zunächst in anderer Weise das schon in einer früheren Arbeit erhaltene Resultat, dass die Molecular- und Schallgeschwindigkeit sich wie 3:2 verhalten (Hoorweg hatte inzwischen das Verhältniss $\frac{8-2\pi}{\pi-2} = 1{,}504$ erhalten, cf. Beibl. I. p. 209). Dabei nimmt er an, dass in einem Schallstrahl alle Bewegungsrichtungen der denselben bildenden Molecüle gleich wahrscheinlich sind.

In einer cylindrischen mit Gas gefüllten Röhre bewege sich parallel der Axe, mit der variablen Geschwindigkeit V, eine ebene Platte. Wir denken uns eine derselben parallele Wand in der Entfernung Eins. Ein Molecül braucht die Zeit $\frac{1}{u\alpha}$, um von der Wand bis zur Platte zu gelangen, und die Zeit $\frac{1}{U\beta}$, um bis zu der Wand zurückzukehren; dabei sind u und U, α und β die Geschwindigkeiten, resp. die Cosinusse der Winkel zwischen der Normale zur Wand und den Richtungen der zu ihr hingehenden und von ihr reflectirten Molecüle, so dass $U\beta = (u\alpha + V)$.

Die ganze Zeit zwischen zwei Stössen ist also: $\frac{1}{u\alpha} + \frac{1}{U\beta}$, und die Anzahl der Stösse des Molecüls in der Zeiteinheit wird sein $\frac{1}{\frac{1}{u\alpha} + \frac{1}{U\beta}}$. Da aber in der Richtung zwischen α und $(\alpha + d\alpha)$ $n d\alpha$ Molecüle sich bewegen, wenn

n die Zahl der Molecüle in der Volumeneinheit ist, so wird die Zahl der Stösse mit der Incidenz zwischen α und $(\alpha + d\alpha)$:

$$\frac{n\,d\alpha}{\frac{1}{u\alpha} + \frac{1}{U\beta}} = n\,\frac{u\alpha(u\alpha + V)}{2u\alpha + V}\,d\alpha.$$

Bei dieser Entwickelung ist nicht darauf Rücksicht genommen, dass, während das Molecül den Weg $\frac{1}{\alpha}$ zurücklegt, die Platte sich verschiebt. Eine Vernachlässigung, die bei der Berechnung des Druckes p ohne Einfluss ist, da die mittlere Geschwindigkeit der Platte Null ist.

Den Druck p gegen die Platte erhalten wir, wenn wir die obige Grösse mit der Masse m der einzelnen Molecüle und der Differenz ihrer Geschwindigkeiten nach der x-Axe vor und nach dem Stoss multipliciren, und von 0 bis 1 über α integriren:

$$p = \delta\left[\frac{u^2}{3} + u\,\frac{V}{2}\right],$$

wobei $\delta = mn$ die Dichte bezeichnet. Setzen wir noch $\delta = \delta_o(1 + \sigma)$, wo δ_o die normale Dichte und σ die Verdichtung bezeichnet, so erhalten wir:

$$p = \delta_o(1 + \sigma)\left[\frac{u^2}{3} + \frac{uV}{2}\right].$$

Die bei einer Verschiebung der Platte um $dx = Vdt$ geleistete Arbeit ist, wenn $(p_1 - p_2)$ die Differenz des Druckes auf beide Flächen darstellt:

$$(p_1 - p_2)\,dx = \delta_o\left(uV + \frac{2}{3}u^2\sigma\right)Vdt.$$

Die Arbeit L um die Platte während der Zeit t_1 zu bewegen, erhält man durch Integration des obigen Ausdruckes von o bis t_1.

Ist ferner U_1 die moleculare Geschwindigkeit zur Zeit t_1 in einer Entfernung von der Platte zwischen x und $(x + dx)$ und V_1 die Aenderung der molecularen Geschwindigkeit in der Richtung x infolge der Verrückung

der Platte, dann ist in Richtungen zwischen α und $(\alpha + d\alpha)$:
$U_1^2 = u^2 + 2uV_1\alpha + V_1^2$.

Unserer Annahme gemäss, sind aber die verschiedenen Richtungen gleich vertreten, und wir finden daher für die mittlere lebendige Kraft der Schicht zwischen x und $(x+dx)$ zur Zeit t, wenn $\overline{U}_1$ den Mittelwerth von U_1 darstellt:

$$\tfrac{1}{2}\delta_o (1 + \sigma_1)\, \overline{U}_1^2\, dx$$

statt $\frac{\delta_o u^2}{2} dx$, wie sie bei stillstehendem Diaphragma sein würde. Die Aenderung der lebendigen Kraft in der Schicht ist also:

$$\frac{\delta_o}{2}\left(\tfrac{4}{3}uV_1 + u^2\sigma_1 + V_1^2 + \tfrac{4}{3}u\, V_1\sigma_1 + V_1^2\sigma\right)dx$$

und die ganze Aenderung derselben zur Zeit t_1, in der sich die Bewegung bis zur Entfernung x_1, auf beiden Seiten der Platte, fortgepflanzt hat, kann man der oben besprochenen Arbeit L gleich setzen, wobei:

$$L = \delta_o \int_o^{x_1} V_1^2\, dx + \tfrac{4}{3}\delta_o u \int_o^{x_1} V_1\sigma_1\, dx.$$

Setzt man das Potential der Geschwindigkeit wie gewöhnlich $\varphi = \varphi(x - vt)$, wo v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles und ersetzt V_1, σ u. s. w. durch ihre Werthe in $\frac{d\varphi}{dx}$, $\frac{d\varphi}{dt}$, so wird die obige Gleichung:

$$\left(u + \tfrac{2}{3}\frac{u^2}{v}\right)\int_o^{t_1}\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2_{x=o} dt = \left(1 + \tfrac{4}{3}\frac{u}{v}\right)\int_o^{x_1}\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2_{t=t_1} dx.$$

Nach Ausführung der Integration, wobei man zweckmässig $x - vt = \vartheta$ einführt, wird:

$$\frac{u}{v} + \tfrac{2}{3}\frac{u^2}{v^2} = 1 + \tfrac{4}{3}\frac{u}{v} \quad \text{oder:} \quad \frac{u}{v} = \tfrac{3}{2}.$$

Hierauf wendet sich der Verfasser gegen die Deductionen Hoorweg's über die Stosszeit τ zweier Molecüle.

Ein jeder Impuls durchläuft in der Zeiteinheit eine Zickzacklinie von n Seiten, gleich λ, mit der corrigirten

Moleculargeschwindigkeit u_1; bei jedem Stoss werde eine Zeit τ verbraucht, so dass zum Durchlaufen dieser Linie eine Zeit $\left(\frac{n\lambda}{u_1} + n\tau\right)$ verwendet wird. Die Zickzacklinie ist aber $^3/_2$ mal so gross, als ihre Projection auf den Schallstrahl, so dass, wenn v die Schallgeschwindigkeit, die zu ihrem Durchlaufen verwendete Zeit also $\frac{2n\lambda}{3v}$ ist, sich ergibt:

$$\frac{\tau}{\lambda} = \frac{2}{3v} - \frac{1}{u_1}.$$

Um $\frac{\tau}{\lambda}$ zu bestimmen, denken wir uns zwei ebene einander parallele Flächen in der Entfernung h; dann wird, wenn man auf die Stosszeiten Rücksicht nimmt, die Zahl der von dem Molecül in der Richtung α an jeder Wand erlittenen Stösse in der Zeiteinheit sein:

$$\frac{\alpha}{2h} \frac{u_1}{1 + \frac{\tau}{\lambda} u_1}.$$

Der Druck bestimmt sich dann, wenn man beachtet, dass die bei einem jeden Stoss übertragene Bewegungsmenge $2mu_1\alpha$ ist, zu:

$$p = \frac{nm}{h} \cdot \frac{u_1^2}{1 + \frac{\tau}{\lambda} u_1} \int_0^1 \alpha^2 d\alpha = \frac{1}{3} \frac{\delta u_1^2}{1 + \frac{\tau}{\lambda} u_1}.$$

Da nach Clausius $\frac{3p}{\varrho} = u^2$, so wird:

$$\frac{\tau}{\lambda} = \frac{u_1}{u^2} - \frac{1}{u_1}, \quad u_1 = \frac{3}{3} \frac{u^2}{v}, \quad \frac{\tau}{\lambda} = \frac{u^2 - \frac{9}{4} v^2}{\frac{3}{2} v u^2}$$

und, wenn man noch die Laplace'sche Formel $v^2 = \frac{kp}{\delta}$ beachtet:

$$\frac{\tau}{\lambda} = \frac{2p}{\delta v u^2} (1 - \tfrac{3}{4} k).$$

Sobald also $k > \frac{4}{3}$ (bei Luft $k = 1{,}4$) wird $\frac{\tau}{\lambda} < 0$, und es würde die Fortpflanzung des Schalles infolge der Stösse schneller erfolgen. In Luft von 0^0 würden wir erhalten $u_1 = 474$ m. Bei jedem Stoss müsste man also einen Gewinn statt eines Verlustes an Zeit annehmen.

Wir könnten uns dies so denken, dass ein Impuls von Molecül zu Molecül mit der Geschwindigkeit u_1 getragen wird, dass er sich dann aber innerhalb des Molecüls mit einer grösseren Geschwindigkeit ω fortpflanzt. Dann können wir freilich die Molecüle nicht mehr als Punkte betrachten, sondern es muss die mittlere Entfernung ε berücksichtigt werden, die der Stoss im Molecül durchläuft; dabei ist ε von der Ordnung des Moleculardurchmessers ϱ. Die Strecke λ zwischen zwei Stössen ist in zwei Theile zu zerlegen, nämlich $(\lambda - \varepsilon)$ und ε, die resp. mit der Geschwindigkeit u_1 und ω durchlaufen werden. Es ergibt sich dann:

$$\omega = \frac{6 v u^2 \frac{\varepsilon}{\lambda}}{9 v^2 \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - 1\right) + 4 u^2}$$

damit ω positiv sei, muss $\frac{\varepsilon}{\lambda} > 1 - \frac{4}{3k}$ oder, wenn wir $k = 1{,}4$ annehmen $> 0{,}047$, werden. Clausius hat nachgewiesen, dass, wenn s das von den Molecülen eingenommene Volumen, S das Gesammtvolumen der Gase ist:

$$\frac{\varrho}{\lambda} = \frac{8s}{S}.$$

Setzen wir in diese Formel für s das Volumen des Wassers im Flüssigkeitszustand und für S das Volumen des Dampfes, das es erzeugt, so wird:

$$\frac{\varrho}{\lambda} < 0{,}004.$$

Es kann also, da jedenfalls $\varepsilon < \varrho$, die Annahme, dass ein Geschwindigkeits-Verlust oder Gewinn bei den molecularen Zusammenstössen stattfindet, nicht richtig sein, was der Verfasser auch daraus nachweist, dass nach Regnault die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles fast unabhängig vom Druck ist, während die obige Annahme eine starke, bei jenen Experimentalbestimmungen nicht zu bemerkende Aenderung erfordert.

Aus den vorhergehenden Betrachtungen folgt, dass die Abweichungen der beobachteten und berechneten Schallgeschwindigkeit sich nicht aus einer Dauer der Stösse erklären lassen; der Verfasser ersetzt daher die Annahme,

dass bei der Bildung der Schallstrahlen die Weglängen der Molecüle nach allen Richtungen gleichmässig vertheilt sind, so dass, wenn diese Richtungen sich selbst parallel verschoben werden und ihr eines Ende mit dem Mittelpunkte einer Kugel zusammenfällt, sie die Kugeloberfläche in gleichmässig vertheilten Punkten treffen, durch die folgende: dass diese Punkte sich auf einem Rotationsellipsoid, dessen grosse Axe α in der Richtung des Schallstrahles liegt, gleichförmig vertheilen.

Ist dann β die kleine Axe, ϑ der Winkel, den der Radius r mit der grossen Axe bildet, und $\gamma^2 = \frac{\alpha^2 - \beta^2}{\alpha^2}$, so verhält sich die Zahl n' der in den Richtungen zwischen ϑ und $(\vartheta + d\vartheta)$ fortschreitenden Molecüle zu der Gesammtzahl derselben, wie die Oberfläche der zwischen den Winkeln ϑ und $(\vartheta + d\vartheta)$ liegenden Zone zu der halben Oberfläche des Ellipsoids, es ist also, wenn wir mit C eine Constante bezeichnen:

$$n' = C \frac{\sin \vartheta \, d\vartheta}{1 - \gamma^2 \cos^2 \vartheta}.$$

Bezeichnen wir andererseits mit e^{-a} die Wahrscheinlichkeit, dass ein Molecül eine Strecke, grösser als die Einheit, ohne Zusammenstösse zurücklegt, so wird die Zahl der Molecüle, die sich um die Länge l in den betreffenden Richtungen fortbewegen:

$$Ca \frac{\sin \vartheta \, d\vartheta}{\cos \vartheta \, (1 - \gamma^2 \cos^2 \vartheta)} e^{-\frac{al}{\cos \vartheta}} dl.$$

Um die Länge L der Bahn zu erhalten, müssen wir den obigen Ausdruck von 0 bis $\frac{\pi}{2}$ und von 0 bis α integriren; um die Projection P derselben auf den Schallstrahl zu finden, sind dieselben Integrationen nach vorheriger Multiplication mit $\cos \vartheta$ auszuführen. Es wird dann:

$$\frac{L}{P} = \frac{\gamma \log (1 - \gamma^2)}{2\gamma \log e + \log \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma}} = \frac{\frac{1}{2} + \frac{\gamma^2}{4} + \frac{\gamma^4}{6} + \dots}{\frac{1}{3} + \frac{\gamma^2}{5} + \frac{\gamma^4}{7} + \dots}.$$

Für $\gamma = 0$, wenn also das Ellipsoid in eine Kugel übergeht, wird $L : P = 3 : 2$.

Der Verfasser macht dann darauf aufmerksam, dass, je grösser die Zahl der Atome in einem Molecül, um so kleiner das Verhältniss k der beiden specifischen Wärmen ist; ferner berechnet er die Grösse $\frac{\alpha}{\beta}$ der Axen des Ellipsoids und findet, dass dieselbe mit zunehmender Zahl der Atome im Molecül zunimmt. Nach dem Verfasser soll die Zahl der Atome im Molecül auch auf die Constante n in der Gleichung $\eta_t = \eta_0 (1 + \alpha t)^n$, wo η_t der Reibungscoëfficient bei der Temperatur t und α der Ausdehnungscoëfficient ist, von Einfluss sein und er vergleicht die Transspirationserscheinungen, aus denen v. Obermayer die Grösse n bestimmt hat, mit denen der Fortpflanzung des Schalles und meint, dass die Analogie zwischen k und n nicht zufällig sei, sondern mit der verschiedenen Häufigkeit der gegen eine bestimmte Richtung geneigten Bahnen der Molecüle zusammenhänge, wenn längs derselben eine Uebertragung von lebendiger Kraft stattfinde.

Maxwell hat[1]) einige Zeit nachher angegeben, ohne seine Beweisführung zu veröffentlichen, dass die Geschwindigkeit einer Welle gleich $\frac{\sqrt{5}}{3}$ mal der mittleren Geschwindigkeit des Molecüls sein sollte, während der Verfasser für dieselbe Grösse $\frac{2}{3}$ fand; die beiden Werthe genügen der Gleichung:

$$\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{5}}{3}\right)^2 = 1.$$

Zu beachten ist, dass, wenn man als Ausgangspunkt

1) In einer Anmerkung ersetzt der Verfasser die Annahme Boltzmann's, dass die einzelnen Atome eines Molecüls in bestimmter unveränderlicher Weise an einander gereiht seien, durch die andere wahrscheinlichere, dass einzelne der Atome mit einander fester verbunden sind und um eines oder mehrere der anderen rotiren, so dass etwa in einem Wassermolecül die beiden Wasserstoffatome fest mit einander verbunden wären und auf einer Kugeloberfläche um das Sauerstoffatom rotirten. Es wäre der Grad der Freiheit eines solchen Systems $m = 7$ und das Verhältniss der specifischen Wärmen k würde nach der bekannten Boltzmann'schen Formel (Pogg. Ann. Jan. 1877) $k = 1{,}205$ werden.

der Betrachtungen die wahre mittlere Geschwindigkeit Ω der Molecüle und nicht die Quadratwurzel aus dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat wählt, wie es Tolver Preston thut, der von Maxwell gegebene Werth den factischen Verhältnissen, wenigstens für zweiatomige Molecüle, bei denen $k = 1{,}4$ ist, mehr entspricht. Es ist bei ihnen $\frac{\Omega}{v} = 1{,}3400$, $\frac{3}{\sqrt{5}} = 1{,}342$. Wir brauchten dann, um die Abweichungen zu erklären, nicht auf Rotationen im Molecül einzugehen. E. W.

II. *Metronomische Beiträge Nr.* 1 *und* 2 (herausgeg. v. d. kaiserl. Normal-Eichungs-Commission. Berlin. 1878.).

Die metronomischen Beiträge enthalten in Nr. 1 eine Zusammenstellung aller für die genaueste Berechnung von Wägungsresultaten erforderlichen Formeln und Tafeln. Man findet darin insbesondere eine Sammlung der bisherigen Resultate, betreffend die Ausdehnung des Wassers, und alle Hülfsmittel für die Reduction von Wägungen auf den leeren Raum.

Nr. 2 der metronomischen Beiträge enthält eine von dem Hülfsarbeiter der Normal-Eichungs-Commission Herrn Dr. L. Löwenherz verfasste Untersuchung aller bisher bekannt gewordenen Wägungsresultate, betreffend Urgewichte und Copien derselben aus Platin, mit besonderer Beziehung auf die Frage der Veränderlichkeit der Gewichtswerthe von Platinstücken. Zugleich wird eine Reihe von Wägungen der Normal-Eichungs-Commission mitgetheilt, aus welcher die äusserst geringe, höchstens einige Hunderttheile des Milligramms erreichende Veränderlichkeit des Gewichtsverhältnisses zweier Platinkilogramme während des Verlaufes von etwa 6 Jahren hervorgeht. Förster.

III. *Ch. Philbert. Studien über die Orgelpfeifen* (C. R. LXXXIV. p. 1154—56. 1877.).

Der Verf. hat durch theoretische Betrachtungen, welche in der Abhandlung nicht mitgetheilt sind, zur Bestimmung

der Schwingungszahl konischer Pfeifen mit durchschlagenden Zungen folgende Formel gefunden:

$$O = T\frac{D+D'}{D}.$$

Hierin bedeutet: O die Wellenlänge des Tones der Orgelpfeife, T die Länge der Pfeife (den Zungenansatz mitgerechnet), D und D' resp. den Durchmesser der oberen und unteren Oeffnung der Pfeife. Statt der eigentlich in Betracht zu ziehenden Oeffnung im Inneren, findet er ausreichend, die Grössen D und D' aussen zu messen.

Zu einer ersten Reihe von Versuchen wurden 5 Pfeifen benutzt, bei denen der Durchmesser der oberen zu dem der unteren Oeffnung ungefähr bei allen im Verhältniss 10:1 stand; die absolute Grösse von D lag zwischen 0,1242 und 0,0449 m, die von D' zwischen 0,0130 und 0,0053 m; die Längen zwischen 8 Fuss (genauer 2,408 m) und $^1/_2$ Fuss (genauer 0,147 m); die beobachteten und berechneten Werthe der Wellenlänge weichen im Maximum um 1,5 $^0/_0$, im Mittel um 0,7 $^0/_0$ von einander ab.

Eine ähnliche, theilweise nicht ganz so grosse Uebereinstimmung fand sich für andere Beobachtungsreihen.

Br.

IV. ***Boileau.*** ***Ueber intermoleculare Arbeit*** (C. R. LXXXV. p. 1135—38; 1199—1203. 1877.).

Ein Körper habe eine translatorische Bewegung; die Kräfte und die Verschiebungen mögen nach drei auf einander senkrechten Axen zerlegt werden. Es sei in irgendeinem Moment genommen in der Richtung der x-Axe dg_x die Verschiebung des Schwerpunkts, de_x die Verschiebung des Punktes, an welchem eine Kraft angreift, deren x-Componente φ_x sei; $d\tau_x$ sei der Betrag einer etwa entstehenden intermolecularen Arbeit. Rotation des Körpers sei ausgeschlossen. Wenn dann $de_x = dg_x$, so entsteht keine intermoleculare Arbeit; im anderen Falle ist:

$$d\tau_x = \varphi_x (de_x - dg_x) = \varphi_x d\lambda_x.$$

Entsprechende Relationen existiren für die beiden anderen Axen; nennt man die entsprechenden ganzen Werthe der intermolecularen Arbeiten τ_1, τ_2, τ_3, so hat man, ausgedehnt über eine endliche Strecke und über den ganzen Körper:

$$(1) \qquad \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 = \Sigma \int \varphi_x \, d\lambda_x + \Sigma \int \varphi_y \, d\lambda_y + \Sigma \int \varphi_z \, d\lambda_z .$$

Boileau bemerkt zu der Gleichung:

1) Die Erdschwere bringt, da $de_x = dg_x$ für dieselbe, also $d\lambda_x = 0$ ist, keine intermoleculare Arbeit hervor.

2) Fliesst dem Körper von aussen Wärme zu, so entspricht die aufgenommene Menge einer gewissen Arbeitsgrösse, welche dann der rechten Seite der Gleichung hinzugefügt werden muss.

3) Die Gleichung gilt auch, wenn von dem der Allgemeinheit halber angenommenen Fall einer Bewegung des ganzen Körpers abgesehen wird.

Wir wenden die Gleichung zunächst auf die allmähliche Compression einer Gasmasse m an, welche in einem verticalen Cylinder mit unveränderlichem Radius eingeschlossen sein soll. Es sei y die ursprüngliche Länge der Gassäule, p der Druck auf die Flächeneinheit des Kolbens vom Querschnitt S, $d\tau$ die intermoleculare Arbeit, dq die durch die Wände hindurch aufgenommene oder abgegebene Wärmemenge.

Dann verschiebt sich der Schwerpunkt der Gasmasse um $\frac{1}{2} dy$, wenn der Kolben die Bewegung dy macht, und es wird, unter g die Beschleunigung der Erdschwere, unter E das Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit verstanden:

$$d\tau = Sp\,dy + \tfrac{1}{2} mg\,dy \pm E\,dq.$$

Sind y' und y'' die Grössen y zu Anfang und Ende der Compression, p' und δ Druck und spec. Gewicht zu Anfang, so wird, da $mg = \delta S y'$:

$$\tau = S \int_{y''}^{y'} p\,dy + \tfrac{1}{2} \delta S y' (y' - y'') \pm Eq .$$

Solange das Mariotte'sche Gesetz gilt, ist das erste Integral direct gegeben als:

$$p' S y' \log \frac{y'}{y''}.$$

Intermoleculare Arbeit in einem System mehrerer Körper. Es mögen zwei Körper auf einander wirken. Es seien, alle Grössen auf die x-Axe bezogen, in einem Zeitelement dt:

X die Componente der Kraft, welche beide Körper auf einander ausüben,

$d\varepsilon$ und $d\varepsilon'$ bezw. die Verschiebungen relativ zu den Schwerpunkten, welche die Angriffspunkte der Kraft X erleiden,

ω_x und ω'_x die Componenten der Geschwindigkeiten dieser Punkte,

u_x und u'_x dieselben Grössen für die Schwerpunkte,

$d\tau_x$ die intermoleculare Arbeit, welche X hervorbringt; dann ist:

$$d\tau_x = X d\varepsilon + X d\varepsilon'$$

$$d\varepsilon = \pm (u_x - \omega_x) dt$$

$$d\varepsilon' = \pm (u'_x - \omega'_x) dt.$$

$$(2) \qquad d\tau_x = X[(u_x - u'_x) \pm (\omega_x - \omega'_x)] dt.$$

Es handele sich um den Stoss zweier Massen, welcher in der Richtung der Oberflächennormale beider Körper erfolge; wir nehmen die Normale zur x-Axe. Zunächst ist $\omega_x = \omega'_x$. Gegen die ruhende Masse m' stosse die bewegte Masse m; während die Geschwindigkeit sich unter beide vertheilt, seien v und v' die Geschwindigkeiten der Schwerpunkte in einem Moment dt. Die Kraft, mit der die beiden Massen auf einander gegenseitig wirken, ist dann:

$$m \frac{dv}{dt} = m' \frac{dv'}{dt},$$

daher die intermoleculare Arbeit nach Gleichung (2):

$$d\tau = m (v - v') dv.$$

Ist V die Geschwindigkeit des Schwerpunktes der Masse m vor dem Stosse, U die gemeinsame Geschwindig-

keit der Schwerpunkte beider Massen nach dem Stosse, so ist:

$$\tau = m\int_U^V (v - v')\,dv = m\int_U^V v\,dv - m'\int_0^U v'\,dv',$$

weil $m\,dv = m'\,dv'$. Daher:

$$\tau = \tfrac{1}{2}m\,(V^2 - U^2) - \tfrac{1}{2}m'.\,U^2.$$

Diese Anwendung soll nur zur Bestätigung obiger Formeln dienen. Br.

V. ***Boussinesq.*** *Ueber die Grenzbedingungen beim Problem der elastischen Platten* (C. R. LXXXV. p. 1157—1159. 1877.).

VI. ***Lévy.*** *Erwiderung* (ibid. p. 1277—80. 1877.).

VII. ***Boussinesq.*** *Entgegnung* (C. R. LXXXVI. p. 108—110. 1878.).

Boussinesq macht darauf aufmerksam, dass nach einem von de Saint-Venant bewiesenen Satze die von Lévy angenommene complicirte Vertheilung der Kräfte, welche an der Platte angreifen (vgl. Beibl. I. p. 337), zwar in der Nähe des Randes Störungen hervorbringen könne, dass für einige Entfernung von demselben es aber gleichgültig sein würde, wie Kräfte, die einander Gleichgewicht zu halten im Stande sind, auf einer kleinen Fläche vertheilt sind. Auf die Erwiderung von Lévy, welche unter anderm hervorhebt, es handle sich für ihn um eine strenge Durchführung der Theorie für seine speciellen Annahmen, bei welchen er die Kräfte beliebig gross und daher auch die Störungen bis zu beliebigen Strecken in die Platte hinein merklich sich denken dürfe, entgegnet Boussinesq, dass ihr Streit wesentlich einem Missverständniss zu entspringen scheine; Lévy fasse das Problem als ein rein analytisches, während man sonst darauf ausgehe, die Annahmen in der Weise zu vereinfachen, dass das Problem lösbar werde und möglichst Bedingungen entspreche, welche sich experimentell herstellen lassen. Br.

VIII. ***Gilbert.*** ***Ueber ein Theorem von Villarceau*** (C. R. LXXXV. p. 1280—82. 1877.).

Der Verf. zeigt, dass die Gleichung:

$$(1) \qquad v^2 = \tfrac{1}{2}\frac{d^2(r^2)}{dt^2} - P.r.\cos(P, r),$$

in welcher v die Geschwindigkeit eines Punktes mit der Masse 1, P die an ihm wirkende Kraft, r den Abstand desselben von einem beliebig gewählten Coordinatenanfang bezeichnet, von gleicher Bedeutung und Allgemeinheit ist, wie die Gleichung (vgl. Clausius, Pogg. Ann. Jubelbd, p. 411):

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = -Xx + \tfrac{1}{2}\frac{d^2(x^2)}{dt^2}.$$

Gleichung (1) lässt sich in Polarcoordinaten ausdrücken; es sei μ der vom Radius vector r beschriebene Winkel, so wird (wegen $ds^2 = dr^2 + r^2 d\mu^2$):

$$(2) \qquad \frac{d^2 r}{dt^2} = r\left(\frac{d\mu}{dt}\right)^2 + P.\cos(P, r).$$

Der Punkt bewege sich auf einer Kugelfläche; N sei die Normalkraft der Fläche, positiv nach aussen genommen; die Gleichung (1) gibt dann, wegen $r = \text{const.}$:

$$(3) \qquad v^2 = -(P.\cos(P, r) + N)\,r.$$

Diese Gleichung bleibt bestehen, auch wenn Reibung an der Fläche, Luftwiderstand etc., kurz beliebige, stets tangential wirkende Kräfte berücksichtigt werden, da $\cos(P, r)$ für dieselben gleich Null ist.

Wenn für die Kraft P eine Kräftefunction $\varphi(x, y, z)$ existirt, welche homogen vom Grade k sein soll, so ist:

$$P.r.\cos(P, r) = Xx + Yy + Zz = x\frac{\partial\varphi}{\partial x} + y\frac{\partial\varphi}{\partial y} + z\frac{\partial\varphi}{\partial z} = k.\varphi.$$

Dann gibt Gleichung (3), auch wenn Reibung vorhanden ist:

$$v^2 = -(Nr + k.\varphi).$$

Br.

IX. ***Lothar Meyer*. Ueber Transpiration von Dämpfen**
(Ber. d. chem. Ges. XI. p. 206—211. 1878.).

Zur Bestimmung des Reibungscoëfficienten wurde die zu untersuchende Flüssigkeit (für die ersten Versuche war es Benzol) während der ganzen Dauer des Versuches (in der Regel 6—8 Stunden) in einem Kolben mit Rückflusskühler zum Sieden erhitzt.

Im Halse des Kolbens steckte aufrecht die etwa 0,3 mm weite und mehr als 1 m lange, zu einer höchst gleichförmigen cylindrischen Spirale von nur 10 cm Länge aufgerollte Capillarröhre, durch die der Dampf strömte. Sie mündete mit ihrem oberen Ende frei im Halse des Kolbens, während das untere die Wand desselben eingeschmolzen durchsetzte. Der Dampf wurde in einem System luftleer gepumpter Röhren durch Abkühlung verdichtet und das Volumen der entstandenen Flüssigkeit in regelmässigen Zeitintervallen gemessen. Der Druck im evacuirten Theile des Apparates wurde an einem Manometer ermittelt; ebenso die Temperatur an einem im Strome des Kühlwassers angebrachten Thermometer. Durch Aenderung dieser Temperatur liess sich auch der Druck im abgekühlten und ausgepumpten Theile des Apparates innerhalb ziemlich weiter Grenzen variiren.

Ist Q die in der Zeit t transpirirte Masse, so wird für Gase:

$$Q = C \cdot \frac{t}{\eta} \cdot (p_o^2 - p_u^2),$$

wo C eine nur von den Dimensionen der Capillarröhre abhängige Constante, p_o und p_u die am Einströmungs- und Ausströmungsende der Capillare herrschenden Drucke und endlich η den Reibungscoëfficienten bezeichnet.

Aus dieser Formel folgt, dass $t(p_o^2 - p_u^2)$ bei constanter Temperatur, denn mit dieser ändert sich η, constant ist. Beim Benzol nimmt aber (p_o lag zwischen 0,699 und 0,760 m, p_u zwischen 0,051 und 0,211 m) für gleiche Q das Product $t(p_o^2 - p_u^2)$ mit wachsendem p_o zu, und zwar ist:

$$t \cdot \frac{p_o^2 - p_u^2}{\sqrt{p_o}} = \text{const.},$$

d. h. unabhängig vom Drucke und damit auch von der Temperatur. Bei Benutzung eines und desselben Apparates ist diese Grösse ein Maass für die Vergleichung der Transpirationsgeschwindigkeit verschiedener Stoffe und damit auch ein Maass für die Dimensionen ihrer Theilchen.

Aus der Constanz obiger Grösse geht ferner hervor, dass der Reibungscoëfficient η des gesättigten Benzoldampfes (und voraussichtlich aller gesättigten Dämpfe) der Quadratwurzel aus der Spannung des Dampfes proportional ist. (Dieser Satz findet in früheren Messungen über Chloräthyl keine Bestätigung; d. Ref.)

Bezeichnet man mit T die Zeit, in welcher das in Grammen gewogene Moleculargewicht M transpirirt, so hat man für $Q = M$ und $t = T$:

$$M = C \, . \, T \, . \frac{p_o^2 - p_u^2}{\sqrt{p_o}} \quad \text{und} \quad T = \frac{M}{C} \, . \frac{\sqrt{p_o}}{p_o^2 - p_u^2} \, .$$

E. W.

X. *J. Wislicenus. Spaltung des Acetessigesters und seiner Alkylsubstitutionsproducte durch Basen* (Liebig Ann. CXC. p. 257—281. 1878.).

Behandelt man Acetessigester und dessen Substitutionsproducte, welche an Stelle von 1 Atom Wasserstoff Alkoholradicale enthalten (Alkylsubstitutionen), mit Alkalien, so treten zweierlei Spaltungen auf; bei der einen bilden sich Aethylalkohol, kohlensaures Salz und Keton, bei der anderen Essigsäure und eine andere organische Säure als Salze.

Der Verf. untersuchte die quantitativen Verhältnisse, nach denen diese Spaltungen vor sich gehen. Ein jeder Ester wird in um so grösserem Maasse in zwei Molecüle organischer Säuren gespalten, je concentrirter die angewendete Kalilösung ist und sich erhält, d. h. je grösser die Anzahl der Kalimolecüle ist, welche in jedem Zeitelemente mit je einem Estermolecüle zusammentreffen. Ist die im Zeitelement mit je einem Estermolecüle in Berührung tretende

Anzahl von Kalimolecülen gering, so wird zunächst nur der Ester verseift. In einer freies Alkali enthaltenden Flüssigkeit sind jedoch die so gebildeten Salze der Ketonsäuren nicht beständig; beim Zusammentreffen mit Kalimolecülen zerfallen sie in kohlensaures Salz und Keton. Trifft dagegen das einzelne Estermolecül gleichzeitig mit mehreren Kalimolecülen zusammen, wie dies um so öfter geschehen wird, je concentrirter die alkalische Lösung und je grösser ihr Ueberschuss ist, so greifen je zwei Basismolecüle vorwiegend an verschiedenen Stellen des Estermolecüls an; eines spaltet den Kohlenstoffkern der Ketonsäure, das andere verseift.

Barytwasser wirkt etwas anders als Kali, da sich unlösliches Bariumcarbonat abscheidet. Will man aus einem Acetessigesterderivat das Keton als Hauptproduct darstellen, so muss man sehr verdünnte Kalilauge oder überschüssiges Barytwasser anwenden; lässt man dagegen concentrirte alkoholische Kalilauge im grössten Ueberschusse einwirken, so erhält man neben Essigsäure ein Maximum der zweiten organischen Säure.

Lässt man gleiche Molecularmengen der verschiedenen Ester mit gleichviel Kalilösung von gleicher Concentration sich umsetzen, so ist das Mengenverhältniss, in welchem die Spaltungen sich vollziehen, ein verschiedenes. Ein bestimmtes einfaches Gesetz haben die Versuche bisher nicht gezeigt. Die methylirten Ester verhalten sich anders als die äthylirten. Aethylacetessigester gibt weit mehr Kohlensäure-Ketonspaltung und weniger organische Säuren, als Diäthylacetessigester; umgekehrt liefert Methylacetessigester weniger Kohlensäure und Keton und mehr organische Säuren als Dimethylacetessigester. Letzterer ist isomer dem Aethylacetessigester; er zeigt auch ähnliche Spaltungsverhältnisse wie dieser. Die folgende Tabelle stellt die gefundenen Beziehungen zusammen.

Spaltung von 1 Molecül Ester mit 2,75 Molecülen KOH in Lösung von

Substanz.	Formel.	10,27—10,4 %. in CO_2 u. Keton.	10,27—10,4 %. in organ. Säuren.	20,54—20,8 %. in CO_2 u. Keton.	20,54—20,8 %. in organ. Säuren.
Acetessigester	$C_6 H_{10} O_3$	81,87	17,43	60,03	41,03
Methylacetessigester	$C_7 H_{12} O_3$	86,28	13,70	68,16	31,20
Aethylacetessigester	$C_8 H_{14} O_3$	91,52	8,75	75,44	23,75
Dimethylacetessigester	$C_8 H_{14} O_3$	91,73	7,46	80,02	19,96
Allylacetessigester	$C_9 H_{14} O_3$	82,42	17,54	51,14	?
Diäthylacetessigester	$C_{10} H_{18} O_3$	54,15	42,50	30,86	69,46

C.

XI. ***Dumas.*** *Ueber die Gegenwart des Sauerstoffs in dem metallischen Silber* (C. R. LXXXVI. p. 65—71. 1878.).

Zu der Frage, ob die Atomgewichte ganze Vielfache des Atomgewichtes des Wasserstoffs sind, bringt der Verfasser einen neuen Gesichtspunkt bei. Er macht darauf aufmerksam, dass das metallische, in bekannter Weise hergestellte Silber, das bei einer Reihe Aequivalentgewichtsbestimmungen als Ausgangspunkt dient, absorbirten Sauerstoff enthält. Auf diese allbekannte Thatsache war früher nicht Rücksicht genommen worden. Beachtet man sie, so wird das Aequivalentgewicht des Chlors nach den Versuchen von Marignac und Stas 35,50, wie es auch Gay-Lussac und Dumas gefunden hatten. Schmolz man Silber in einem mit der Luftpumpe evacuirten glasirten Porzellanballon, nachdem durch vorheriges mehrstündiges Erhitzen im Vacuum auf 500—600° aller Sauerstoff entfernt worden war, so hatte der resultirende Regulus eine Dichte von 10,512, grösser als die des gewöhnlichen Silbers.

Liess man zu von Sauerstoff befreitem und nachher geschmolzenem Metall wieder Sauerstoff treten, so wurde dieser schnell absorbirt und ein mit dem Apparat verbundenes Manometer stieg um 48—50 cm; man kann so die Tension des gelösten Sauerstoffs oder die Dissociationstension bestimmen, falls man annimmt, dass der gelöste Sauerstoff und das Silber eine chemische Verbindung bilden.

Der Sauerstoff wird nur langsam vom festen Silber bei einer Temperatur von 400—600° im luftleeren Raume entlassen; dagegen verbleibt er bei einer Temperatur jenseits der Kirschrothglut in demselben und wird von dem geschmolzenen absorbirt. Das erstarrende Metall verliert nur einen Theil seines Sauerstoffs; der in demselben verbleibende Theil kann in der Kälte durch Auspumpen aus demselben nicht entfernt werden. E. W.

XII. ***Favé. Wahrscheinliche Folgerungen aus der mechanischen Wärmetheorie*** (C. R. LXXXIV. p. 906—912. 1877.).

Favé nimmt zur Erklärung des sogenannten Sphäroidalzustandes der Flüssigkeiten eine Repulsivkraft an, welche die Wärmestrahlen des Aethers auf die ponderable Materie ausüben sollen. Die von einem glühenden Metall ausgesandten Strahlen wirken auf einen auf das Metall gegossenen Flüssigkeitstropfen entgegengesetzt wie die Schwere. Der Tropfen erhält dadurch eine oscillatorische Bewegung und eine Rotation um eine veränderliche Axe, da die Resultirende der Repulsivkräfte nicht durch seinen Schwerpunkt geht. Mit der Abkühlung des Metalles, welche nach den Beobachtungen von Boutigny gerade unterhalb der Flüssigkeitskugel am langsamsten vor sich geht, nimmt die Entfernung zwischen Metall und Flüssigkeit allmählich ab.

Je dünner der Tropfen ist, eine um so geringere lebendige Kraft reicht hin, ihn im Schweben zu erhalten. Nach Boutigny schweben sehr feine Wassertropfen noch über Metallkapseln, deren Temperatur 142° nicht übersteigt. Sie verdampfen in einer auf 200° erhitzten Metallkapsel 50 mal langsamer als in freier Luft, da die Bewegung des Aethers zu einer anderen Arbeitsleistung verwandt wird, aber 4 mal langsamer als in einer lebhaft rothglühenden Kapsel.

Von den zahlreichen anderen Versuchen Boutigny's, die der Verfasser zur Bestätigung seiner Ansicht und zur

Widerlegung der bisher herrschenden anführt, dürften die überraschendsten sein: Das Schweben von destillirtem Wasser über einer zur Rothglut erhitzten Metallkapsel, deren Boden von kleinen Löchern durchbohrt ist, oder über einem metallischen Gewebe oder einem spiralförmig gewundenen Platinfaden; ferner die Ringbildung einer über einer horizontalen Silberkapsel flottirenden grösseren Wassermenge um einen eisernen oder silbernen Cylinder, der zur Roth- oder Weissglut erhitzt, vertical in die Flüssigkeit getaucht wird (ähnlich die bekannten Erscheinungen, dass man ein kleines weissglühendes Ei aus Silber in ein Glas Wasser tauchen kann, ohne das Wasser zum Sieden zu bringen, dass man ohne Schaden die Hand in ein Bad von weissglühendem Gusseisen tauchen kann etc.). Hier würde der Dampf, welcher nach der älteren Annahme die Flüssigkeit vor der Berührung des Metalles schützen soll, ungehindert entweichen können. Doch dürfte sich vielleicht auch diese Erscheinungen aus einer sich immer schnell wiedererneuernden Dampfbildung erklären lassen.

E. L.

XIII. ***R. Pictet.*** *Ueber die Verflüssigung des Sauerstoffs, die Verflüssigung und das Erstarren des Wasserstoffs und über die Theorien der Zustandsänderungen der Körper* (Arch. de Gen. LXI. p. 16—106. C. R. LXXXVI. p. 37—38. 106—107. 1878. Die Arbeit ist auch separat im Buchhandel bei Sandoz in Genf erschienen.).

XIV. ***Dumas.*** *Bemerkungen über die wahrscheinliche Dichte des flüssigen Sauerstoffs* (C. R. LXXXVI. p. 37. 1878.).

Die vorliegende Arbeit enthält den ausführlichen Bericht über die Beibl. II. p. 15 beschriebenen Versuche. Ueber die darin angeführten, noch zu vervollständigenden theoretischen Betrachtungen werden wir später referiren.

Die vollständigen Resultate aus den fünf mit dem Sauerstoff angestellten Versuchen enthält die folgende Tabelle; wir bemerken zur Erläuterung noch, dass, nachdem einmal aller Sauerstoff aus dem Kaliumchlorat ent-

wickelt war; der Hahn, aus dem derselbe entwich, mehrmals nach einander geöffnet und geschlossen wurde.

Bezeichnung der Drucke.	Nummer des Versuches.				
	1	2	3	4	5
Maximaldruck vor dem Austritt des ersten Strahles	470	471	471	469	469
Druck unmittelbar nach dem ersten Strahl	367	395	432	400	416
Stationärer Druck vor dem zweiten flüssigen Strahl	308	339	378	346	361
Druck nach dem zweiten Strahl. . .	285	290	291	285	296
Stationärer Druck vor dem dritten Strahl	274	271	272	251	253
Druck unmittelbar nach d. dritten Strahl	—	245	—	215	205
Stationärer Druck etwa 5 Minuten nach dem dritten sehr kurzen Strahl . .	—	253	—	218	212
Druck nach dem vierten stets gasförmigen Strahl	0	0	0	0	0

Aus diesen Daten lässt sich die Dichte des flüssigen Sauerstoffs folgendermaassen berechnen. Es wurden bei jedem Versuch 700 g Kaliumchlorat erhitzt, die bei 0° und 760 mm 191,4 l Gas geben; sie besassen die Temperatur von 485° und füllten einmal die Retorte = 944 ccm bei 485° und dann die gesammte enge Condensationsröhre = 52,25 ccm, in deren im Kohlensäurebad liegenden Theil (45,467 ccm) nachher die Verdichtung stattfand. Der Druck, den die 191,4 Liter ausübten, betrug also unter Annahme des Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetzes 532,10 Atm. Wenn auch dieser Druck niemals wirklich erreicht wurde, so war doch der höchste Stand des Manometers 522, 524, 517, 526 Atmosph. ihm sehr nahe. Der Druck sank von diesem Maximum sehr schnell auf 471 bis 469 Atmosph., also von dem theoretischen Maximum um 62,1 Atmosph., entsprechend der Condensation von 44,502 g Sauerstoff. Es ist also die Dichte des flüssigen Sauerstoffs 44,502 : 45,467 = 0,9787.

Da die Dichte des Schwefels = 2 und die Molecularvolumina isomorpher Körper, als die ja Sauerstoff und Schwefel zu betrachten sind, gleich sind, so hatte schon früher Dumas vermuthet, dass die Dichte des flüssigen

Sauerstoffs gleich Eins sein müsse, was in der That der Versuch von Pictet sehr nahe bestätigt.

Noch auf eine andere Weise konnte man die Dichte des Sauerstoffs bestimmen. Man liess den flüssigen Sauerstoff ausströmen und schloss in dem Augenblick, in dem an seine Stelle ein gasförmiger Strahl trat, den Hahn; dann war der ganze Apparat mit Sauerstoffgas gefüllt. Unter der Annahme, dass eine momentane Herstellung des Temperaturgleichgewichtes zwischen den Wänden der Condensationsröhre und dem Gase stattfindet, liess sich aus den Dimensionen der ersteren die Temperatur des Gases und dessen Menge im Augenblick des Verschlusses in ihr, falls der Druck im Manometer (etwa 400 Atmosph.) gegeben war, berechnen. Der Druck sank nun stetig bis zu einem constanten Minimum (etwa 350 Atmosph.), und dabei wurden 45,467 ccm flüssigen Sauerstoffes gebildet. Aus der Druckänderung ergab sich das Gewicht des condensirten Sauerstoffs und daraus die Dichte desselben bei den fünf Versuchen zu 0,9919, 0,9908, 0,9925, 0,9767, 0,9896, im Mittel 0,9883, was mit der früher erhaltenen Zahl 0,9787 recht gut übereinstimmt.

Ein Maass für die Tension des Dampfes des flüssigen Sauerstoffs gibt der Druck von 274 Atmosph. nach dem Austritt des zweiten Flüssigkeitsstrahls bei Anwendung von Kohlensäure, von 251 bis 253 Atmosph. bei der von Stickoxydul[1]), indem dann die Druckänderungen nach dem Schliessen des Hahnes nur gering sind, entsprechend einer Condensation von so geringen Mengen Sauerstoff, dass die Röhre nicht mit Flüssigkeit gefüllt wird. Wäre aber die Spannung des Sauerstoffdampfes bei der Temperatur der festen Kohlensäure, resp. des festen Stickoxyduls kleiner als 274 resp. 251 Atmosph., so würde die Condensation fortschreiten und der Druck sinken; da dies nicht der Fall, so geben die obigen Drucke die Spannungsmaxima.

Die Temperatur, der diese Spannung entspricht, ist mittelst der folgenden vom Verfasser auf theoretischem

1) Bei einigen Versuchen fand die Condensation nämlich nicht mittelst flüssiger Kohlensäure, sondern flüssigen Stickoxydules statt.

Wege aus der auf die Zustandsänderungen angewandten mechanischen Wärmetheorie entwickelten Formel berechnet (die Ableitung ist noch nicht mitgetheilt):

$$\log\left(\frac{P'}{P}\right) = \frac{[\lambda' + (c-k)(t'-t)]\, 431 \times 1{,}293\,\delta \times 274\,(t'-t)}{10333\,[(274+t')^2 - (274+t')(t'-t)]}.$$

In dieser Formel ist $\log\left(\frac{P'}{P}\right)$ der natürliche Logarithmus des Quotienten der maximalen Spannungen einer Flüssigkeit bei den Temperaturen t' und t. t' ist eine zum Ausgangspunkt gewählte feste Temperatur, etwa 0° oder 100°, λ' ist die latente Dampfwärme bei der Temperatur t', c die mittlere specifische Wärme der Flüssigkeit zwischen t' und t, k die specifische Wärme der Dämpfe bei constantem Druck, δ die Dichte des Dampfes in Bezug auf Luft; Die obige Formel gibt die Beobachtungen Regnault's an Wasser, schwefliger Säure etc. sehr gut wieder. Um die Temperaturen zu bestimmen, construirt man die bestimmten Temperaturen t entsprechenden Drucke P graphisch und kann dann leicht t aus der Curve für die Grössen P finden. Für Kohlensäure und Stickoxydul ergeben sich für die obigen Temperaturen, indem der Druck in den Condensationsapparaten zwischen 8 und 12 mm schwankte, resp. —130° und —140°, so dass die Maximaltension des flüssigen Sauerstoffs bei —130° 273 Atmosph., bei —140° 252 Atmosph. beträgt.

Der Verf. hat ferner die Spannkräfte der Kohlensäure und des Stickstoffoxydules bei verschiedenen Temperaturen, die durch ein Alkoholthermometer gegeben waren, bestimmt.

Seine Resultate enthält umstehende Tabelle.

Beleuchtete man den Sauerstoffstrahl, der aus der Oeffnung heraustrat, mit electrischem Licht, so konnte man deutlich zwei concentrische cylindrische Partien, eine durchsichtige mittlere von 2—3 mm und eine äussere von 10 bis 15 mm Durchmesser von weissem Glanz und schneeartigem Aussehen unterscheiden. Die Länge war etwa 10—12 cm. Untersuchte man das von dem Strahl reflectirte Licht, so zeigte sich eine starke Polarisation desselben, so dass wahr-

scheinlich die äussere Hülle aus kleinen festen Sauerstoffkrystallen gebildet ist.

Temperat.	CO_2 Atmosph.	N_2O Atmosph.	Temperat.	CO_2 Atmosph.	N_2O Atmosph.
92	—	1	62	3,45	4,60
90	—	1,10	60	3,90	5,05
88	—	1,15	58	4,40	5,50
86	—	1,35	56	4,90	6,10
84	—	1,40	54	5,46	6,32
82	—	1,72	52	6,10	7,05
80	1	1,90	50	6,80	7,63
78	1,15	2,12	48	7,40	8,30
76	1,33	2,36	46	8,05	9,00
74	1,55	2,60	44	8,72	9,60
72	1,78	2,85	42	9,45	10,30
70	2,08	3,15	40	10,25	11,02
68	2,41	3,50	38	11,00	11,70
66	2,71	3,80	36	11,90	12,50
64	3,10	4,20	34	12,70	13,19

Das Auftreten des Wasserstoffs als fester Körper, als Hagel, führt der Verfasser auf die grosse latente Wärme desselben zurück, die selbst wieder mit seinem kleinen Moleculargewicht zusammenhängen soll. E. W.

XV. ***Cailletet.*** *Ueber die Verflüssigung der Gase* (C. R. LXXXVI. p. 97—98. 1878.).

XVI. ***H. St. Claire Deville.*** *Bemerkung dazu* (ibid. p. 98. 1878.).

Als Cailletet das obere Ende des capillaren Theils seines Condensationsapparates mit flüssigem Stickoxydul umgab und dann die in demselben befindliche trockene und kohlensäurefreie Luft einem Druck von 200 Atmosph. aussetzte, sah er an den Wänden flüssige Fäden herunterrinnen. Wurde der Druck bis 310 Atmosph. gesteigert, so stieg das Quecksilber bis in den abgekühlten Theil und gefror. Entfernte man dann schnell die abkühlende Vorrichtung, so sah man das Quecksilber mit einem Reife, der wohl gefrorene Luft war, bedeckt.

H. St. Claire Deville spricht sich sehr anerkennend über die betreffenden Resultate aus. E. W.

XVII. ***W. J. Janssen.*** *Das physikalische Verhalten des Stickoxyduls im gasigen und flüssigen Zustande* (unter Mitwirkung des Verfassers. Rep. Brit. Assoc. 1876 [1]). p. 211 —224. Inauguraldissertation Leiden, p. 1—50, holländisch.).

Im Anschluss an die Versuche von Andrews (Beibl. I. p. 21) über die Verdichtung der Kohlensäure und deren kritische Temperatur, hat der Verf. mit nahezu demselben Apparat nach einigen Controlversuchen mit Kohlensäure das Stickoxydul untersucht. p ist der Druck, unter dem die Gase stehen, gemessen durch die Compression und damit verbundene Volumenänderung einer abgeschlossenen Luftmenge von einer mittleren Temperatur zwischen 4° und 10°, ε ist das Volumen des Gases nach der Compression bei der Temperatur t', wenn es unter dem Druck von 760 mm und bei derselben Temperatur 1 war.

Kohlensäure.

p	$t' = 21{,}45^0$ $1:\varepsilon$	p	$t' = 31{,}15^0$ $1:\varepsilon$
58,70	105,70	64,52	109,20
59,81	113,20	67,82	124,36
60,02	164,20	69,43	132,79
60,81	311,15	70,60	140,21
61,11	350,40	72,03	155,76
62,18	427,13	73,36	168,11
		74,80	206,69
		75,20	293,37
		77,04	343,05
		78,86	370,84
		81,66	388,15
		84,40	397,70

Die Zahlen stimmen sehr gut mit den von Andrews erhaltenen für dieselben Temperaturen überein; die grössten

1) Der betreffende Report ist erst vor kurzem ausgegeben.

Unterschiede in Druck betragen etwa 0,2 bis 0,3 Atmosphären. Bei 21,47° begann die Verflüssigung des Gases bei einem Drucke von 59,8 Atmosphären, während das ursprüngliche Volumen, gemessen bei 0° und 760 mm, von 17000 bis auf 162 herabging; die entsprechenden Zahlen bei Andrews waren 60,05 und 160.

Die Gegenwart von etwa $^1/_{400}$ ihres Volumens Luft in der Kohlensäure machte eine Druckzunahme von 2,4 Atmosphären, nämlich von 59,8 auf 62,18 Atmosphären erforderlich, um die Gesammtheit des Gases zu verflüssigen.

Die kritische Temperatur wurde 0,5° niedriger gefunden, nämlich 30,87°.

Das Stickoxydul wurde entweder durch Erhitzen von salpetersaurem Ammoniak in einem Zinnbade oder durch Verdampfenlassen des flüssigen Stickoxyduls, wie es in London in den Handel gebracht wird, gewonnen; es enthielt weder Sauerstoff noch Stickoxyd.

Stickoxydul.

p	$t'=25,15^0$ $1:\varepsilon$	p	$t'=32,2^0$ $1:\varepsilon$	p	$t'=36,4^0$ $1:\varepsilon$	p	$t'=38,4^0$ $1:\varepsilon$	p	$t'=43,8^0$ $1:\varepsilon$
51,50	78,97	45,11	60,11	65,41	110,87	55,34	78,79	65,29	100,72
56,15	95,01	47,85	65,24	69,51	130,45	70,86	131,56	73,15	127,68
57,83	103,50	51,29	72,73	72,41	151,32	73,49	145,36	80,83	170,03
59,44	146,90	55,70	84,53	73,07	159,42	75,13	160,56	84,37	209,38
60,76	216,90	57,54	90,19	74,92	208,20	76,77	176,58	90,05	289,11
62,30	271,35	62,61	107,41	76,61	245,08	77,90	201,11	94,40	329,59
63,84	302,29	64,86	118,37	77,78	282,31	79,19	224,94	103,84	375,16
65,34	327,29	67,45	138,63	78,60	309,36	82,10	302,81	123,01	416,49
66,80	348,84	67,63	140,70	80,05	345,30	84,68	336,07		
68,55	370,13	68,13	166,65	85,46	369,42	87,13	356,20		
70,56	394,73	69,92	214,15	89,62	383,56	99,89	396,72		
72,92	412,56	72,87	277,05	95,25	397,99	111,87	419,31		
73,68	419,16	76,29	345,91	100,74	411,51	122,30	432,94		
76,04	425,24	80,11	380,93	108,04	420,85	152,87	460,87		
84,65	431,85	84,09	396,62	116,22	431,35	157,52	461,18		
		85,92	402,09						
		91,31	412,21						
		94,56	418,13						
		101,02	425,05						
		117,04	443,16						

Bei der Temperatur 25,16° begann die Verflüssigung bei einem Drucke von 57,83 Atmosph. Die Volumenabnahme, welche hier eintritt, ist nicht so plötzlich, wie bei der Kohlensäure, da stets eine gewisse Menge eines permanenten Gases dem Stickoxydul beigemischt war. Eine Druckerhöhung von etwa 16 Atmosph. war erforderlich, damit dieses permanente Gas bis zum Volumen des flüssigen Stickoxyduls comprimirt und von der Flüssigkeit absorbirt wurde. Die Gesammtheit des Gases war bei einem Drucke von 73,68 Atmosph. in den flüssigen Zustand übergeführt.

Das Gleiche gilt für die Temperatur 32,24°. Beim Druck von 67,63 Atm. begann die Condensation, während die Gesammtheit des Gases erst bei einem Druck von 84,09 Atmosph. flüssig geworden war. Hierbei muss noch bemerkt werden, dass die Condensation beim Anfange der Verflüssigung viel schneller stattfindet als am Ende, denn die Druckerhöhung, welche erforderlich war, um zu condensiren:

die	erste	Hälfte	des Gases	betrug	etwa		2,0	Atmosph.
die	ersten	$^2/_3$	"	"	"	"	3,0	"
"	"	$^9/_{10}$	"	"	"	"	7,5	"
"	"	$^{19}/_{20}$	"	"	"	"	11,0	"
"	"	$^{29}/_{30}$	"	"	"	"	12,5	"

damit das letzte $^1/_{30}$ des Gases von der Flüssigkeit absorbirt wurde, war eine Druckerhöhung von etwa 4 Atmosph. erforderlich.

Aus diesen Versuchen ergibt sich weiter, dass das flüssige Stickoxydul, gerade wie die flüssige Kohlensäure, im Anfang stark zusammendrückbar ist, dem entsprechend wird auch der Wärmeausdehnungscoëfficient sehr beträchtlich sein müssen. Dies ist eine Bestätigung der zuerst von Thilorier für die Kohlensäure, und später von Drion[1]) gefundenen Resultate, dass der Ausdehnungscoëfficient flüchtiger Flüssigkeiten bei höheren Temperaturen sehr stark zu

1) Ann. d. chim. et phys. LVI. 1859. Man sehe auch Andrejeff ibidem.

nimmt, dass er bei einer Temperatur, die niedriger ist als die kritische Temperatur, demjenigen der Gase gleich wird und dann weiter zunimmt, bis er bei der kritischen Temperatur den Ausdehnungscoëfficienten der Luft einigemale übertrifft.

Die Temperatur 36,4° entspricht ungefähr der kritischen Temperatur beim Stickoxydul. Hierbei wurde in einigen Fällen bei einem Druck von 73,07 Atmosphären Condensation herbeigeführt, wobei die Trennungsfläche zwischen Flüssigkeit und Gas weniger deutlich war, als bei niedrigeren Temperaturen. In anderen Fällen hingegen war bei dieser Temperatur gar keine Verflüssigung merkbar, und erst bei einer Temperaturabnahme bis unterhalb 36,3° zeigten sich die weisse Wolke und die charakteristischen flatternden Bewegungen, worauf die Trennungsfläche zwischen Gas und Flüssigkeit sichtbar wurde. Die höchste Temperatur, bei der noch Condensation wahrgenommen werden konnte, war 36,7°; die kritische Temperatur des Stickoxyduls schien deshalb zwischen den Temperaturgrenzen 36,3° bis 36,7° zu schwanken und ist also ungefähr 5,5° höher als bei der Kohlensäure.

Aus den bei der Temperatur 38,4° angestellten Versuchen sieht man, dass die Compressibilität des Gases mit steigendem Druck wächst, bis sie bei Drucken zwischen 75 und 85 Atmosph. ihr Maximum erreicht. Die Volumenabnahme ist hier jedoch nicht so stark als bei der Verflüssigung bei niedrigeren Temperaturen. Das Verhalten in den höchsten Drucken, bei etwa 150 Atmosph., lässt erkennen, dass die Compressibilität hier schon langsamer wächst als der Druck, gerade wie es bei den permanenten Gasen nach den Versuchen von Natterer und Cailletet der Fall ist.

Dass mit steigender Temperatur die Compressibilität beträchtlich abnimmt, wird aus den Werthen für 43,8° ersichtlich, wenn man die gleichen Spannungen entsprechenden Volumina bei den Temperaturen 38,4° und 43,8° vergleicht. Dennoch findet bei Drucken oberhalb 80 Atmosph. eine starke Volumenabnahme statt.

Die Menge des dem Stickoxydul beigemengten permanenten Gases betrug 3,5 bis 5 %, und um dasselbe nach Beginn der Condensation ganz in den flüssigen Zustand überzuführen, war eine Druckzunahme von 16 bis 20 und mehr Atmosphären nöthig. Ist $^1/_{25}$ des Stickoxyduls permanentes Gas, so ist seine Spannung bei dem Drucke einer Atmosphäre 0,04 Atmosph. Comprimirt man das Stickoxydul bei der Temperatur 25,15° auf $^1/_{100}$ seines ursprünglichen Volumens, wobei die Verflüssigung anfängt, so wird die Spannung des permanenten Gases etwa 4 Atmosphär. betragen. Ist die Gesammtheit des Gases condensirt, so beträgt sein Volumen $^1/_{420}$ des ursprünglichen Volumens und das permanente Gas übt eine Spannung von etwa 17 Atmosph. aus. Vom Anfang der Verflüssigung an würde daher eine Druckerhöhung von 13 Atmosph. erforderlich sein, um das permanente Gas auf das Volumen des flüssigen Stickoxyduls zusammenzudrücken. Ausserdem wird Druck erfordert, damit das Gas von der Flüssigkeit absorbirt werde.

Auch die kritische Temperatur des chemisch reinen Stickoxyduls wird infolge der Gegenwart des fremden Gases höher sein, als der aus den Beobachtungen erhaltene Werth.

Da die Spannkraft der permanenten Gase bei den Temperaturen, bei welchen die Versuche angestellt wurden, immer grösser ist, als die des Stickoxyduls, werden somit die Drucke, wie sie in den Tabellen angegeben sind, alle ein wenig zu gross sein; im grossen und ganzen wird jedoch das Endresultat hierdurch nicht beeinflusst.

Der Gegenwart des permanenten Gases müssen auch folgende Unregelmässigkeiten bei den Versuchen zugeschrieben werden: 1) die gleichen Temperaturen entsprechenden Spannungen des Gases sind veränderlich; 2) der Druck, bei welchem die Verflüssigung des Gases eintritt, ist auch veränderlich.

Die Veränderlichkeit der Spannkraft des Gases ist überhaupt klein und beträgt ungefähr 0,2 bis 0,3 Atmosph., allein in jenem Zustande des Gases, bei dem eine beträchtliche Volumenabnahme bei einer kleinen Druckerhöhung

stattfindet, wird sie grösser und kann dann sogar 2 Atmosphären betragen.

Berücksichtigt man die Gegenwart des permanenten Gases im Stickoxydul, so ist der übeinstimmende Gang der Compression bei Stickoxydul und Kohlensäure nicht zu verkennen, auch ist die Compressibilität beider Gase für alle Temperaturen in gleichen Abständen von der kritischen Temperatur nahezu gleich. Die von Andrews erhaltenen Resultate werden hier somit vollkommen bestätigt. Ueber die Natur des betreffenden permanenten Gases ist der Verf. zu keinem definitiven Resultat gelangt; wahrscheinlich ist es nicht Stickstoff selbst, sondern eine Stickstoff-Sauerstoff-Verbindung, die mehr Stickstoff, als das Stickoxydul, enthält. E. W.

XVIII. ***Berthelot. Ueber einige Schmelzpunkte*** (Bull. Soc. Chim. XXIX. p. 3. 1878.).

1. Krystallisirte Phosphorsäure. Berthelot bestimmte den Schmelzpunkt von Phosphorsäure, welche er mit der grössten Sorgfalt gereinigt und bei der Analyse als vollkommen rein befunden hatte. Sie krystallisirt nach seinen Angaben in langen durchsichtigen Nadeln und schmilzt bei $+41,75^0$; die geschmolzene Säure bleibt flüssig bis 38^0. In dem Augenblick, wo die Masse wieder erstarrt, steigt das Thermometer auf $40,5^0$. Die geringste Spur von Feuchtigkeit erniedrigt den Schmelzpunkt.

2. Salpetersäure NO_3H. Für den Schmelzpunkt dieser Säure fand Berthelot -47^0; er glaubt jedoch, dass diese Temperatur nicht ganz richtig ist, weil seine Säure etwas Wasser enthielt. In den festen Zustand hat er die Säure mittelst eines Gemisches von fester Kohlensäure und Aether übergeführt.

3. Chloroform. Chloroform kann gleichfalls mittelst fester Kohlensäure und Aether zum Erstarren gebracht werden. Es schmilzt bei -70^0.

4. Chloral (wasserfrei). Chloral ist in einem Gemisch

von Kohlensäure und Aether nur schwer in den festen Zustand überzuführen. Es schmilzt bei —75°. Ldg.

XIX. *J. W. Mallet. Ueber die Flüchtigkeit von Barium, Strontium und Calcium* (Liebig Ann. CXC. p. 62—66. 1877.).

Man nimmt meist an, dass die Metalle der alkalischen Erden durch Nichtflüchtigkeit von denen der Alkalien wesentlich verschieden sind. Der Verf. hat jedoch durch eine Reihe von Versuchen, bei welchen die Oxyde dieser Metalle reducirt wurden, Verluste durch Verflüchtigung nachgewiesen. In einen Tiegel aus Bunsen'scher Kohle brachte er 30—40 g Kalk (Baryt, Strontian), bettete in diesen eine kleine Düte von Seidenpapier ein, die 20—25 g trockene Soda und in dieser ein massives Stück Aluminium (10—20 g) enthielt, setzte den Kohletiegel in einen Graphittiegel, stampfte den Raum zwischen beiden mit Russ aus und setzte einen Graphitdeckel auf. Eine zweite Versuchsreihe wurde mit zerkleinertem Aluminium ohne Soda und die Papierdüte ausgeführt. 5—6 Stunden lang möglichst stark erhitzt, wurde nach einander untersucht: das Aluminium, die alkalische Erde, der sammt Deckel gepulverte Kohlentiegel, der eingestampfte Russ. Es ergab sich stets ein wägbarer Verlust von 1,76 bis 3,15 % der angewandten alkalischen Erde; ebenso zeigte sich, dass das Aluminium nicht nur durch die Soda und das eindringende Kohlenoxyd, sondern auch durch die alkalischen Erden oxydirt wird. Letztere verflüchtigen sich also erst nach vorgängiger Reduction zu Metall. Endlich wurde auch in der aus dem Ofen kommenden Kohlenoxydflamme das Spectrum von Barium, Strontium und Calcium beobachtet. Mit Soda erhält man die betreffenden Linien deutlicher, als ohne diese; wahrscheinlich wird hierbei zuerst Natronaluminat gebildet, das sodann durch Aluminium bei höherer Temperatur zerlegt wird. Die Flüchtigkeit des Calciums ergibt sich auch bekanntlich aus der allmählichen Verzehrung der Kalkcylinder in der

Knallgasflamme. Das Calcium ist am meisten, das Barium am wenigsten flüchtig. C.

XX. *J. Violle. Ueber die mittlere Temperatur der Sonnenoberfläche* (Ann. d. chim. et phys. (5) X. 1877. Separatabz. p. 1—73.).

Der Verfasser wandte zu den actinometrischen Messungen, welche er zur Bestimmung der mittleren Temperatur der Sonnenoberfläche ausführte, die statische Methode an. Ein in Fünftelgrade getheiltes Thermometer, dessen kugelförmiges Reservoir, von 5—15 mm Durchmesser, mit Russ bedeckt, dessen cylindrischer Stil an der Ansatzstelle auf etwa 15 mm Länge äusserst verengt ist, befindet sich genau im Mittelpunkte zweier concentrischer kugelförmiger Messingschalen, von denen die innere, von 15 cm Durchmesser, innen vollständig geschwärzt, die äussere, von 23 cm Durchmesser, aussen gut polirt ist. Radial gehen durch beide Schalen vier Messingrohre hindurch. Das eine derselben, das 17,5 mm weite Admissionsrohr der Sonnenstrahlen, trägt an seinem freien Ende ein von verschieden grossen kreisförmigen Löchern durchbohrtes, bewegliches Diaphragma; das zweite Rohr befindet sich in der Verlängerung des ersten und ist durch ein nicht polirtes, leicht berusstes Spiegelglas verschlossen, durch welches hindurch bei genauer Orientirung des Apparates der vollständige Schatten der Thermometerkugel sichtbar ist; durch eines der letzten beiden Rohre, die um 45° und um 90° gegen das Admissionsrohr gedreht sind, ist der Stiel des Thermometers hindurchgeführt. Die Umgebung des Thermometers wird durch schmelzenden Schnee oder Eis, die durch eine in der äusseren Messingschale befindliche, verschliessbare Oeffnung in den ganzen Raum zwischen beiden Schalen gebracht werden, oder durch Wasser, das durch zwei mit Hähnen versehene Tubuli der äusseren Schale fortwährend ein- und ausfliesst, auf ganz constanter Temperatur erhalten und durch Schirme, welche nur die Admissionsöffnung der Sonnenstrahlen frei lassen, vor jeder fremden Bestrahlung geschützt.

Vor jedem Versuche wird der leicht transportabele Apparat bei verschlossener Admissionsöffnung fest aufgestellt und die Temperatur des Thermometers während längerer Zeit constant erhalten. Dann lässt man durch ein vorher in die Mitte des Rohres geschobenes Loch des Diaphragmas die Sonnenstrahlen hindurchgehen und beobachtet von Minute zu Minute oder von halber zu halber Minute die Geschwindigkeit der Erwärmung des Thermometers, V; nachdem seine Temperatur (nach etwa einer Viertelstunde) wieder constant geworden ist, hebt man durch Verschiebung des Diaphragmas die Bestrahlung auf und beobachtet in gleicher Weise die Geschwindigkeit seiner Erkaltung, U. Stellt die Function $f(t)$ die Bestrahlung eines geschwärzten Thermometers von dem Wasserwerthe M dar, wenn dasselbe in einer Umgebung von der Temperatur t unter der Wirkung einer glühenden Wärmequelle von der Temperatur T auf die Temperatur ϑ gelangt ist, so ist:

$$\omega f(T) = (V + U) M.$$

Für alle Werthe von ϑ muss daher bei gleichem T die Grösse $(V + U)$ constant sein [1]).

Die Versuche wurden bei vollkommen heiterem Himmel und ganz ruhiger Luft auf dem Mont Blanc angestellt und zwar von Violle am 16. August 1875 auf dem Gipfel (4810 m), am 17. August auf dem Plateau des Grands-Mulets (3050 m) und gleichzeitig an beiden Tagen von Margottet am Fusse des Glacier des Bossons (1200 m), um die Absorption der Sonnenstrahlen durch eine meherere Kilometer hohe Luftsäule von bekanntem physikalischen Zustande zu erhalten. Die für t Minuten nach Beginn, resp. Beendigung der Bestrahlung beobachteten Temperaturen ϑ_1, resp. $\vartheta_1'^0$ zeigten stets eine fast constante Summe, und es liessen sich aus ihnen die entsprechenden Temperaturen ϑ, resp. ϑ'^0 nach den Interpolationsformeln berechnen:

$$\vartheta = \vartheta_0 (1 - e^{-mt}), \qquad \vartheta' = \vartheta_0 e^{-mt},$$

1) Desains, C. R. LXXVIII. p. 1456. 1874.

welche das Gesetz: $V + U = \text{const.} = \tau$ bestätigen. Der Wasserwerth der angewandten Thermometer ergab sich aus Erkaltungsbeobachtungen und aus der directen Messung an einem ganz gleichen zerbrochenen Thermometer zu: $M = 0{,}222$ g. Bezeichnet daher S die Oberfläche eines grössten Kreises der Thermometerkugel, so war die von 1 qcm Oberfläche unter Wirkung der Sonnenstrahlen in der Minute aufgenommene Wärmemenge: $q = (V + U)\frac{0{,}222}{S}$. Bei verschiedener Grösse der Oeffnung des Diaphragmas, durch welche die Strahlen auf das Thermometer fielen, war der Gang der Erwärmung immer der gleiche, sodass die der Sonne benachbarten Theile des Himmels nicht wesentlich zur Bestrahlung beitrugen. In allen Fällen wurde noch die Temperatur der Luft, T, der Barometerstand, H und an einem Saussure'schen, resp. Daniell'schen Hygrometer oder einem Psychrometer der Feuchtigkeitsgehalt, $\frac{f}{F}$, resp. f der Luft beobachtet.

16. August 1875. Gipfel des Mont Blanc. $T = +1^0$, $H = 430$ mm, $\frac{f}{F} = 0{,}20$. ϑ_1 das Mittel aus zwei Versuchsreihen zwischen 9^h 30′ und 9^h 50′ und zwischen 10^h 7′ u. 10^h 27′, ϑ_1' zwisch. 9^h50′ u. 10^h7′ beobachtet.

t	ϑ	ϑ_1	ϑ'	ϑ_1'
0	0	0	18	18
5	15,06	14,9	2,94	3
10	17,51	17,6	0,49	0,6
15	17,92	17,9	0,08	0,1
20	17,99	18	0,01	0

$m = 0{,}36$, $\tau = 6{,}552$, $q = 2{,}392$.

16. August 1875. Bossons. $T = 9{,}50^0$, $H = 661$ mm, $f = 5{,}302$ mm. ϑ_1 zwischen 11^h 47′ und 12^h 10′, ϑ_1' zwischen 12^h 10′ und 1^h 0′ beobachtet.

t	ϑ	ϑ_1	ϑ'	ϑ_1'
0	—	0	—	13,8
5	11,88	12	2,62	2,6
10	13,46	13,3	0,76	0,8
15	13,68	13,7	0,51	0,43
20	13,71	13,8	—	—

$m = 0{,}40$, $\tau = 5{,}540$, $q = 2{,}022$.

17. August 1875. Grands-Mulets. $T = 7^0$, $H = 533$ mm, $\frac{f}{F} = 0{,}54$. ϑ_1' zwischen 10^h 39′ und 10^h 45′ beobachtet:

t	0	1	2	3	4	5	6
ϑ'	16,10	11,35	8,00	5,64	3,97	2,80	1,97
ϑ_1'	16,1	11,6	8,0	5,6	4,0	—	2,1

$m = 0{,}35$, $\tau = 5{,}635$, $q = 2{,}057$.

17. August 1875. Bossons. $T = 13^0$, $H = 662$ mm, $f = 5,300$ mm. ϑ_1 zwischen $11^h\,36'$ und $11^h\,50'$, ϑ_1' zwischen $11^h\,50'$ und $12^h\,24'$ beobachtet.

t	ϑ	ϑ_1	ϑ'	ϑ_1'
0	—	0	—	13,2
5	11,38	11,4	2,32	2,4
10	13,10	13,1	0,60	0,6
15	13,35	13,2	0,35	0,2

$m = 0,38$, $\tau = 4,978$, $q = 1,817$.

Die Wärme der Sonnenstrahlen wird theils durch die trockene Luft der Atmosphäre, deren Höhe dem Barometerstande H proportional ist, theils durch den Wasserdampf vermindert, der von dem z Meter hohen Beobachtungsorte bis zu einer Höhe Z in der Atmosphäre verbreitet, und dessen Absorptionsvermögen seiner Spannung f proportional ist. Beide absorbirende Medien kann man sich übereinandergelagert denken und gelangt so zu folgender Formel für die Strahlung der Sonne unter einer beliebigen Zenithdistanz:

$$\text{(A)} \qquad \tau = ap^{\frac{H + (Z - z)Kf}{760}\varepsilon},$$

worin a, p und K absolute Constante, ε die nach der Lambert'schen Formel berechnete Dicke der durchstrahlten Luftsäule bezeichnet, die für den senkrechten Einfall gleich Eins gesetzt.

Da auf dem Gipfel des Mont Blanc die Spannkraft des Wasserdampfes noch nicht 1 mm betrug, so nahm der Verf. für Z die doppelte Höhe des Mont Blanc an und setzte voraus, dass bis zu derselben von dem Gipfel des Mont Blanc aus eine gleichmässige Abnahme der Spannkraft stattfand, ferner, dass der mittlere Werth der Spannkraft f zwischen Bossons und dem Gipfel, resp. Grand-Mulets gleich dem arithmetischen Mittel der an den Endstationen beobachteten Werthe war. So ergaben sich die Constanten der Formel (A) und die an der Grenze der Atmosphäre auf 1 qcm auffallende Wärmemenge Q, in Grammen und Celsiusgraden ausgedrückt:

$$a = 6,958^0, \quad p = 0,946, \quad K = 0,148, \quad Q = 2,540.$$

Daraus berechnet sich für den 16. August 1875, $10^h\,22'$ Vormittags für verschiedene Höhen über dem Meeresspiegel der Einfluss der Luft $H\varepsilon$, des Wasserdampfes $(Z-z)Kf\varepsilon$ und der von der gesammten Wärme hindurchgegangene Theil, $\frac{q}{Q}$:

Höhe:	Grenze d. Atm.	4810 m	3050 m	1200 m	60 m (Höhe v. Paris.)
$H\varepsilon$:	0	541,8	672,2	832,9	956,0
$(Z-z)Kf\varepsilon$:	0	309,3	946,8	2393,3	4481,0
$\frac{q}{Q}$:	1	0,94	0,89	0,79	0,68

Aus diesen Resultaten berechnet der Verf. die Temperatur x der Sonnenoberfläche, welche dieselbe bei einem Emissionsvermögen 1 besitzen würde. Die Wärmemenge, welche sie zu jedem Punkt der ihr zugewandten Halbkugel des Thermometers sendet, wäre dann gleich der von einer Fläche ω der Oeffnung in dem Diaphragma kommenden, welche von dem Mittelpunkte des Thermometers aus unter demselben Gesichtswinkel wie der Sonnendurchmesser erscheint. Vor dem Beginn der Bestrahlung empfängt das Thermometer von der es umgebenden Kugelschale, deren Fläche S, deren Temperatur t sei, zu jeder Zeit eine Wärmemenge, die der von ihm ausgegebenen gleich ist. Nimmt es daher unter Einwirkung der Sonnenstrahlen eine constante Temperatur ϑ an, so ist unter Voraussetzung der Gültigkeit des Dulong-Petit'schen Erkaltungsgesetzes bis zur Temperatur x:

$$S\alpha^{\vartheta} = S\alpha^{t} + \omega\,.\,\alpha^{x}$$ ($\alpha = 1{,}0077$; bei den benutzten Apparaten: $\omega : S = 1 : 183\,960$).

Die Erkaltungsgeschwindigkeit des Thermometers im leeren Raume ergaben directe Versuche für geringe Temperaturüberschüsse ϑ zu $0{,}22\,\vartheta$; gelangt das Thermometer daher unter der Einwirkung der Sonnenstrahlung, die in der Zeiteinheit die Temperaturerhöhung τ bewirkt, im leeren Raume auf die constante Temperatur Θ, so ist: $\tau = 0{,}22\,\Theta$, also für die Grenze der Atmosphäre $\Theta = 31{,}63$. Mit Benutzung dieses Werthes ergibt sich aus obiger Gleichung angenähert: $x = 1500^0$.

Bei älteren Versuchen des Verfassers, welche gleichzeitig auf dem Gipfel des westlich von Grenoble gelegenen Berges Moucherotte (Höhe $z' = 1906$ m) und am Fusse desselben, bei dem Dorfe Seyssinet (Höhe $z = 213$ m) angestellt wurden, wurde durch Anwendung verschieden grosser Thermometer der Einfluss ihrer Abkühlung durch die umgebende Luft ermittelt. Für die Temperaturerhöhung im leeren Raume, Θ und in der Luft, ϑ eines Thermometers, dessen Kugel den Radius r hat, ergab sich die Beziehung: $\Theta = \vartheta + \frac{m}{r}\,\vartheta^{1,233}$, worin die Constante m durch Beobachtung an zwei verschiedenen Thermometern, die das gleiche Θ ergeben muss, zu bestimmen ist. Für Seyssinet war $m = 2,15$, für Moucherotte $m = 1,96$, und somit war für den 3. September 1874 Vormittags:

10 Uhr: Seyssinet $\vartheta_1 = 10,95$, $\Theta_1 = 19,85$;
Moucherotte $\vartheta_1' = 13,10$, $\Theta_1' = 26,40$; $\Theta_1 : \Theta_1' = 0,752$.

11 „ Seyssinet $\vartheta_2 = 11,30$, $\Theta_2 = 20,60$;
Moucherotte $\vartheta_2' = 13,20$, $\Theta_2' = 26,70$; $\Theta_2 : \Theta_2' = 0,772$.

Aus Formel (A) ergibt sich:

$$\frac{\Theta}{\Theta'} = p^{\frac{H - H' + (z' - z)\,Kf}{760}\,\varepsilon}$$

und daraus mit Benutzung der früheren Werthe von p und K: $\Theta_1 : \Theta_1' = 0,757$; $\Theta_2 : \Theta_2' = 0,766$. Der Werth der Temperaturerhöhung im leeren Raume für die Grenze der Atmosphäre berechnet sich aus Θ_1' und Θ_2' durch Einsetzung beider Werthe in Formel (A) zu: $\Theta = 30,8$.

Zu Grenoble wurden für den Mittag verschiedener Tage an dem gleichen Actinometer folgende Werthe der Temperaturerhöhungen gefunden, welche sich nur unter einander vergleichen lassen:

1874, März:	8.	9.	14.	17.	18.	22.	April:	25.	29.	30.	
τ:	11,2	11,2	10,4	11,2	11,5	11,0		11,0	10,8	10,6	
Mai:	4.	5.	6.	20.	21.	Juni:	11.	20.	21.	23.	
τ:	11,0	10,6	10,9	11,5	11.5		11,7	10,8	11,1	10,9	
Juli:	10.	27.	August:	7.	11.	17.	24.	26.	27.	Sept.:	5.
τ:	11,5	12,3		12,3	12,2	11,3	12,3	11,0	10,8		12,3
1875, Jan.:	27.	28.	Februar:	1.	2.	11.					
τ:	10,9	11,5		11,5	11,8	11,9.					

Da nach Waterston und Secchi der Ueberschuss der Endtemperatur ϑ eines von der Sonne bestrahlten Thermometers über die Temperatur t der Umgebung constant bleibt, wenn die letztere auch bis zu 200—250° ansteigt, wonach die Temperatur der Sonnenoberfläche diesen Werthen von t gegenüber unendlich gross sein müsste, hat Violle auch bei höheren Temperaturen t actinometrische Messungen angestellt. Er bediente sich hierzu eines dem früheren analog construirten grösseren Apparates, dessen Thermometerkugel 14,7 mm, dessen beide sphärische concentrische Hüllen, hier aus Schmiedeeisen, 35 cm und 52 cm Durchmesser besassen. Die den Zwischenraum zwischen beiden ausfüllende Flüssigkeit wurde über einem Ofen erhitzt, in dessen gusseiserner Decke sich eine runde Oeffnung zur Aufnahme des Apparates befand; und der entwickelte Dampf condensirte sich wieder in einem langen, aus dem eisernen Kessel aufsteigenden Eisenrohr und sank in den Kessel zurück.

Mit wachsendem t ergaben sich für die Differenz $(\vartheta - t)$ merklich abnehmende Werthe, welche nach der Theorie α^t umgekehrt proportional sein müssen; und die aus denselben und aus den gleichzeitig an dem kleineren Actinometer bei gewöhnlicher Temperatur beobachteten wie früher, jedoch mit Vernachlässigung der atmosphärischen Absorption berechneten Werthe ξ und ξ' der Temperatur der Sonnenoberfläche zeigten eine gute Uebereinstimmung:

	ϑ	t	$\vartheta - t$	ξ	ξ'
12. Aug. $1^h\,00'$	110,10	99,35	10,75	1407	1403
31. „ $1^h\,45'$	116,95	107,40	9,55	1399	1398
5. Sept. $1^h\,10'$	125,40	116,15	9,25	1404	1410
26. Aug. $1^h\,00'$	144,72	136,50	8,22	1408	1403

Aus der unter der Annahme eines Emissionsvermögens Eins für die Sonnenoberfläche bestimmten Temperatur x lässt sich die wirkliche mittlere Temperatur derselben, T nach der Formel berechnen:

$$E \,.\, a^T = \alpha^x,$$

wenn nur noch ihr Emissionsvermögen E bekannt ist. Dies ist angenähert aus der actinometrischen Wirkung von Körpern zu ermitteln, die eine ähnliche Constitution, wie die Sonnenoberfläche und eine bekannte Temperatur besitzen. Eine Reihe von Beobachtungen, die der Verfasser an zwei aufeinanderfolgenden Tagen mittelst der dynamischen Methode bei den Allevard-Werken anstellte, ergaben übereinstimmend die Temperaturerhöhung 1,3° in 1 Minute für geschmolzenen Gusstahl, der in Massen von etwa 500 kg in möglichst unveränderter Gestalt und Lage 1′ 30″ lang aus einer quadratischen Oeffnung von 28 mm Seite des Martin-Siemens'schen Hohofens vertical ausfloss. Die Temperatur der Gusstahlschmelze, die von ihrem Ausgang schon eine Länge von 0,50 m geflossen ist, beträgt nach den Messungen Grüner's[1]) 1500°, daher das Emissionsvermögen derselben 0,037. Setzt man diese Zahl, welche auch weniger genaue Versuche an Gusseisenschmelze bestätigten, gleich E, so ergibt sich $T = 2000°$. Nach bisher unvollendeten, hier nur angeführten Versuchen über die Strahlung glühender Körper, die von glühenden Gasen umgeben sind, nimmt der Verfasser jedoch ein noch viel niedrigeres Emissionsvermögen der Sonnenoberfläche an und findet für die mittlere Temperatur der Schicht der Sonnenoberfläche, die noch zur Strahlung beiträgt, die Zahl:

$$T = 2500°.$$

Dieser Werth, dessen Grössenordnung Violle auch aus Versuchen Soret's[2]) über die Strahlung einer auf 2000° erhitzten Zirconschale unter der Annahme des Emissionsvermögens E berechnet, soll mit ziemlicher Genauigkeit bestimmt sein, indem eine Aenderung desselben um 100° erst durch eine Aenderung der Werthe für E um $^1/_3$ bewirkt wird. Auch stimmt er mit unsern Kenntnissen über die Constitution der Sonne, besonders hinsichtlich der Dissociationserscheinungen überein. Dass die Zahl 2500° aber nur die mittlere Temperatur der Son-

1) Ann. d. mines (7) IV. p. 254. 1873.
2) Arch. d. Gen. XLIX. p. 220. 1872.

nenoberfläche angibt, und diese an einzelnen Punkten eine viel höhere Temperatur besitzen muss, beweist eine Beobachtung Berthelot's[1]), nach der mittelst einer den Sonnenstrahlen ausgesetzten starken Linse, Kohle über die Weissglut hinaus zum Rosaglühen erhitzt, also schon in dem Brennpunkt der Linse eine Temperatur von etwa 2500° erzeugt werden kann. E. L.

XXI. *G. Hüfner. Ueber quantitative Spectralanalyse und ein neues Spectrophotometer* (J. f. pract. Chem. (2) XVI. p. 290—313. 1877.).

Das Photometer Herrn Hüfner's soll, wie das bekannte Vierordt'sche, mittelst der beiden Hälften eines Spaltes zwei dicht an einander grenzende Spectra erzeugen, die von derselben Lichtquelle herrühren; das eine von ihnen wird durch den Durchgang durch ein lichtabsorbirendes Medium modificirt, während der Beobachter das andere auf bestimmte Weise abschwächt, bis die Gleichheit beider Lichtbündel wiederhergestellt ist. Den für Flächenvergleichung wünschenswerthen genauen Contact der beiden Spectralbänder erzielt der Verfasser nach Zöllner's Vorgang durch Anwendung eines geneigten unbelegten Glasspiegels vor der oberen Hälfte des Spaltes, indem sich dessen unterer Rand[2]) scharf gegen die senkrecht zur Ebene des Spaltes einfallenden und dessen untere Hälfte durchdringenden Strahlen absetzt.

Als Lichtquelle dient der abgeblendete, hellste Theil einer Petroleumflamme, die sich in der Focalebene einer Linse befindet und somit ein nur wenig divergirendes System von Bündeln paralleler Strahlen liefert. Ein zweiter, dem ersten paralleler Glasspiegel unterhalb des Spaltes fängt die Hälfte dieser Strahlen nahe unter dem Polarisationswinkel auf und reflectirt sie gegen den ersteren und

---

1) C. R. LXXVIII. p. 1822. 1874.

2) Hüfner überzeugte sich übrigens, dass das Nichtzusammenfallen des abblendenden Randes mit dem Spalte und die Unmöglichkeit, zugleich scharf auf Spalt und Spiegelrand einzustellen, ohne Belang sind.

somit in die obere Spalthälfte. Ein verschiebbarer planparalleler Doppelkeil aus farblosem und Rauchglase erlaubt, die untere Spalte in wechselndem Verhältnisse zu verdunkeln.

Nach dem Durchgange durch Collimator und Prisma treten beide Strahlenbündel in das Objectiv des Beobachtungsrohres und erzeugen in der Focalebene des Oculars das spectrale Bild der beiden Spalthälften. Hinter dem Objectiv befindet sich ein Nicol, welches das (nach Hüfner) unpolarisirte Licht der unteren Spalthälfte unverändert hindurchlässt, das polarisirte dagegen in bekannter Weise abschwächt. Wie somit einmal durch den Rauch-Glaskeil, dann aber durch Drehung des Nicol's Gleichheit der Intensitäten erzielt wird, liegt auf der Hand, nicht minder, inwieweit der Drehungswinkel des Nicols zur Berechnung der absorbirten Lichtmenge für irgendeine Spectralstelle dienen kann.

Die Prüfungen, denen der Verfasser das Verfahren unterworfen hat, zeigten ihm, dass mit demselben die Spectrophotometrie in der That einen Grad von Genauigkeit bietet, wie er grösser für chemische Zwecke wohl kaum gefordert wird.

Zn.

XXII. ***B. Brauner.*** *Versuche über Fluorescenz* (Wien. Anz. 1877. p. 178—180.).

Der Verfasser hat im wesentlichen das Resultat von Lommel, dass die Stokes'sche Regel für die Fluorescenz nicht allgemein gültig ist, bestätigt. Um Licht unterhalb einer gewissen Brechbarkeit anzuwenden, lässt er das Sonnenlichtbündel auf zwei mit den Hypotenusenflächen aneinanderliegenden rechtwinkligen Crownglasprismen (I) auffallen. Durch Drehung derselben kann man das Spectrum des durchgehenden Lichtes vom violetten Ende an beliebig weit, etwa bis D abschneiden. Concentrirt man dies Licht mittelst einer Linse auf der zu untersuchenden Flüssigkeit, bringt über die beleuchtete Stelle fast in Berührung mit derselben den Spaltenschirm und blickt mit

einem Browning'schen Spectroskop nach demselben, so sieht man die Lommel'sche Erscheinung. Noch überzeugender ist der Versuch, wenn man das Spectroskop durch eine zweite Combination (II) zweier rechtwinkliger Flintglasprismen ersetzt, zwischen deren aneinanderliegenden Hypotenusenflächen eine Schicht Cassiaoel sich befindet. Durch die Drehung von II kann man alle Strahlen vom Roth aus abfangen, z. B. bis *D*. Lässt man Licht durch I eintreten, concentrirt es durch eine Linse auf Papier und beobachtet den Spalt durch II, so ist er vollkommen dunkel; er leuchtet aber mit vollkommener Deutlichkeit grün auf, wenn man an Stelle des Papiers Eosin- oder Naphtalinlösung anwendet. Vertauscht man die beiden Prismencombinationen, so ist das Aufleuchten bei Anwendung von Eosinlösung weit stärker.

Das der Stokes'schen Regel gehorchende Licht ist also, wie auch schon Lommel fand, das bei weitem intensivere.

Die Anwendung der Prismencombinationen hat vor den gewöhnlichen Methoden den Vorzug weit grösserer Lichtstärke.

E. W.

XXIII. ***A. Riccò. Einige optische Versuche*** (Mem. soc. spettr. Ital. VI. p. 1—3. 1877.).

Indem der Verfasser den die Lissajous'schen Figuren erzeugenden Lichtstrahl durch ein Prisma oder durch eine rotirende Scheibe, in die eine Reihe mit farbigen Gläsern bedeckter Oeffnungen eingeschnitten ist, auffängt, zeigen ihm die obigen Figuren die prächtigsten Farbenphänomene.

E. W.

XXIV. ***A. Arzruni. Ueber die Krystallform einiger Hydrazinverbindungen*** (Z. S. f. Krystgr. I. p. 386—388. 1877.).

Der Verfasser hat folgende von E. Fischer in München dargestellte Hydrazinverbindungen krystallographisch und optisch untersucht.

Substanz.	Krystall-system.	Axenverhältniss $a:b:c$.	Schmelz-punkt.	Axenwinkel.	Ebene der opt. Axen.	Mittellinie I.	Mittel-linie II.
Paratolylhydrazin, $C_6H_4 \langle {CH_3 \atop NH-NH_2}$	rhombisch	0,2266 : 1 : 0,2604	61^0	$2H_o$ für Li $= 122^0 15'$ Gelb (Na) $= 121^0 15'$	oP	Axe a	
Nitrosoäthylphenylharnstoff, $C_6H_5NH-CO-N \langle {NO \atop C_2H_5}$	monoklin; $\beta = 77^0 57^1/_2'$	0,7354 : 1 :	59^0				
Aethylphenylsemicarbazid, C_6H_5-NH-NH-CO-NH C_2H_5	monoklin; $\beta = 61^0 0'$	0,8268 : 1 : 1,1457			⊥ zur Symmetrieebene	Im spitzen Winkel β	
Benzylidenphenylhydrazin, $C_6H_5N_2H$, $CH C_6H_5$	monoklin; $\beta = 88^0 40^1/_2'$	0,853 : 1 : 0,670	$152,5^0$		Die Symmetrieebene	Durch eine Platte ‖ ∞P∞ eine Axe im spitz. Axenwinkel β sichtbar.	
Diäthylphenylhydrazoniumbromid, $C_2H_5, C_6H_5, C_2H_5 > N \langle {NH_2 \atop Br}$	rhombisch	0,8219 : 1 : 0,8265		$2H\alpha$ für Na $= 91^0 36'$ $2H_o = 105^0$ ca. $2V\alpha = 84^0$ ca. $\varrho < v$	‖ ∞P$\breve{\infty}$ doppelbr. +, stark.	Axe c	

C.

XXV. *L. Palmieri. Ueber den gegenwärtigen Zustand der electrischen Meteorologie* (Atti della R. Accad. di Napoli. VII. p. 1—20. 1877.).

Der bekannte Director des Observatoriums auf dem Vesuv zieht in den ersten 3 Paragraphen dieser Abhandlung ein kurzes Résumé aus seinen 27 jährigen Beobachtungen über die Luftelectricität, während er in dem 4. und letzten Paragraphen seine bezüglichen Instrumente beschreibt, wie er sie jetzt vervollkommnet hat.

1) Indem wir zuerst auf diese Beschreibung eingehen, wollen wir im allgemeinen das Princip und die Wirkungsweise der Apparate skizziren [1]).

Das Electrometer ist eine Drehwage, welche bei oberflächlichster Betrachtung vielleicht einige Aehnlichkeit mit dem Dellmann'schen Electrometer haben könnte, sich jedoch wesentlich davon unterscheidet. Zunächst ist zu bemerken, dass die bewegliche Nadel, welche von den beiden festen Armen abgestossen werden soll, nicht durch Torsion, sondern durch die Schwerkraft bei bifilarer Aufhängung an zwei Coconfäden sich im Gleichgewicht hält. Der regulirbare Abstand der Aufhängefäden erlaubt die Stärke der Richtkraft innerhalb gewisser Grenzen beliebig zu variiren. Ferner wird die gleichnamige Electrisirung der festen und beweglichen Arme nicht durch Mittheilung, sondern durch Influenz vermöge einer sinnreichen Einrichtung bewirkt. Die Nadel trägt nämlich in ihrer Mitte eine runde horizontale Scheibe (beides aus Aluminium), welche gewissermaassen einen kleineren nicht berührenden Deckel zu einer niedrigen cylindrischen Schale bildet. Scheibe und Schale sind genau gegen einander centrirt und letztere, gleich wie die unbeweglichen Arme aus Messing, mit diesen fest und leitend verbunden. Wird nun die Schale, welche zu dem Zwecke passende An-

1) Obgleich das Electrometer mit geringen Abänderungen schon früher verschiedentlich von dem Verfasser beschrieben ist (z. B. Rendic. di Napoli 1863), so theilen wir doch, bei der geringen Bekanntschaft der Physiker mit dem Instrumente, eine ausführlichere Beschreibung desselben mit. d. Ref.

sätze hat, mit dem zu prüfenden electrischen Conductor in Berührung gebracht, so werden an der Nadel die Scheibe entgegengesetzt, die Arme aber gleichnamig erregt, wodurch Abstossung von seiten der festen Arme erfolgt. Die Theilung, an der die Ausweichung abgelesen wird, befindet sich auf der äusseren Peripherie eines concentrisch zur Nadel angebrachten isolirten horizontalen Kranzes, über welchen die Enden der festen, wie der beweglichen Arme senkrecht herabgebogen sind. Das ganze befindet sich in einer Glashülle, auf deren getheiltem Fusse das zur Beobachtung dienende Mikroskop verschiebbar ist und zur Vermeidung der Parallaxe den Ablenkungen entsprechend eingestellt wird.

Die charakteristische Eigenschaft des verticalen, gegen 2 m langen und oben in einer Scheibe von 27 cm Durchmesser endigenden Conductors, welcher der Luftelectricität ausgesetzt wird, besteht darin, dass er zur Beobachtung der letzteren (um beiläufig 1,5 m) senkrecht gehoben, und dass in dem Augenblick, wo er den Endpunkt seiner Höhe erreicht, die leitende Verbindung mit dem Electrometer unterbrochen wird. Dass der Conductor durch die Spitze eines frei gelegenen Daches geht, und die Isolirungen gegen Regen gesichert sind, bedarf kaum der Erwähnung.

Ist die Luft trocken und die electrische Zerstreuung gering, so ist der erste Ausschlag der Nadel das Doppelte von dem Betrage der bald darauf zu beobachtenden Ruhelage. Bei merklichem Electricitätsverlust ist dagegen die Verschiebung der Ruhelage geringer. Dieser Minderbetrag gibt mit Berücksichtigung der verflossenen Zeit ein Maass für die electrische Zerstreuung. Bei dem ersten Ausschlag ist ihr Einfluss gering, weil der in einer sicheren Führung bewegliche Conductor fast momentan gehoben und der Ausschlag schon nach Verlauf einer halben Schwingungsdauer beobachtet wird.

Um die Beobachtungen auf eine vergleichbare Einheit zurückzuführen, wird der Ausschlag gemessen, wenn der Pol einer Säule von 30 Cu-Zn-Elementen mit dem Electrometer verbunden ist. Zur Bestimmung des Zeichens

der Luftelectricität dient ein Bohnenberger'sches Electroskop.

In Betreff des Weiteren, sowie der Modificationen, mit welchen nach denselben Principien ein tragbarer Apparat construirt werden kann, verweisen wir auf das Original. Indem der Verf. seinen Apparat angelegentlichst empfiehlt, glaubt er ihn als besonders geeignet zur Berücksichtigung der electrischen Zerstreuung dem Thomson'schen selbstregistrirenden Electrometer vorziehen zu müssen und beruft sich auf eine Angabe des Directors der Lissaboner Sternwarte für die Mangelhaftigkeit des letzteren.

2) Auch die aus den langjährigen Beobachtungen gezogenen Schlüsse, welche zum Theil mit den Untersuchungen von zahlreichen anderen Beobachtern übereinstimmen, sind im wesentlichen schon in früheren Abhandlungen des Verfassers publicirt worden.

Derselbe discutirt die Annahme, dass die electrische Wirkung der Atmosphäre auf Conductoren ohne Spitzen hauptsächlich eine Influenzwirkung sei, sowie, dass die — Electricität des Erdbodens (umgekehrt wie nach Peltier's Annahme) nur durch die + electrische Atmosphäre inducirt werde und hält jede Erscheinung einer — electrischen Luft für eine locale Störung. Die Veranlassung derartiger Störungen sind nach seinen Erfahrungen stets in grösserer oder geringerer Nähe stattfindende Niederschläge. Die Bildung der Hydrometeore ist überhaupt eine wahre Electricitätsquelle und zwar zunächst immer nur von + Electricität. Indem eine sich bildende Wolke als ein stark + electrischer Bezirk auftritt, kann aber die Umgebung durch Influenz — electrisch werden, wodurch die wechselnden Zeichen der Luftelectricität, welche man häufig bei Regen und besonders bei Gewitter beobachtet, sich erklären. Ein Blitz verändert plötzlich die electrische Ladung des Reservoirs und veranlasst dadurch die oftmals beobachtete plötzliche Verschiebung der neutralen Zone, durch welche die entgegengesetzten Electricitäten getrennt sind.

Die Stärke der beobachteten + Luftelectricität wächst

mit der relativen Feuchtigkeit der über dem Apparat befindlichen Luftschicht. Die ausserordentlichen electrischen Spannungen (bis zu Funken an passend aufgestellten Conductoren) treten nur auf, wenn am Orte oder in einer Entfernung bis zu 70 km gleichzeitig starke atmosphärische Niederschläge stattfinden, und stehen in directem Verhältniss zu der Raschheit und Massenhaftigkeit der Condensation.

Die dem entsprechend gemachte Annahme des Verfassers, dass die Condensation des Wasserdampfes eine + Electrisirung hervorbringe, wäre vielleicht annehmbar, wenn zugleich Aufschluss darüber gegeben werden könnte, wie die gleichzeitig entwickelte — Electricität abgeleitet oder neutralisirt wird; denn die Annahme, dass irgendwo nur eine der beiden Electricitäten für sich entstehe, ist nach unseren bisherigen Kenntnissen von der Electricitätserregung nicht statthaft.

Gleichzeitige Beobachtungen auf der Universitätssternwarte und dem Capodimonte in Neapel, sowie auf dem Observatorium des Vesuv, ferner Beobachtungen auf dem kleinen St. Bernhard und in Moncalieri, haben dem Verf. gezeigt, dass bei trockener klarer Luft, wo die Vertheilung der + Luftelectricität eine durchaus regelmässige ist, die Stärke der Influenz mit wachsender Höhe abnimmt. Die Differenz mit anderen Beobachtern erklärt er daraus, dass man nicht verschieden lange Conductoren auf ihre Ladung mit einander vergleichen dürfe, sondern gleiche Conductoren und Instrumente gleichzeitig in verschiedenen Höhen beobachten müsse.

W. F.

XXVI. *De Waha. Interferenz electrischer Explosionen* (Publ. d. l'Inst. de Luxembourg, sc. nat. XVI. p. 49—62. 1877.).

Lässt man einen electrischen Funken in unmittelbarer Nähe einer berussten Glasplatte zwischen zwei Spitzen überschlagen, so wird der Russ in der Nähe des Funkens fortgeschleudert, und es bilden sich bei kleinen Funken concentrische Ringe, welche mit Zunahme der Funken-

strecke sich in die Länge ziehen und unregelmässiger werden. Lässt man zwei derartige Entladungen gleichzeitig in hinreichender Nähe nebeneinander stattfinden, so werden Interferenzfiguren durch die beiden Explosionen erzeugt. (Vgl. Inst. d. Lux. 1874.)

Sehr schön stellt sich diese Interferenzfigur als ein schwarzer Ring dar, wenn man die beiden gleichzeitigen Funken dicht vor den beiden Oeffnungen einer kurzen inwendig berussten Glasröhre (Durchmesser etwa $^1/_2$ cm, Länge 1 bis 7 cm) überschlagen lässt. Sind die Funken gleich gross und alles symmetrisch, so begegnen sich die Explosionswelle von der einen Röhrenöffnung und die von der anderen in der Mitte der Röhre und erzeugen hier an der Röhrenwandung eine vollkommen regelmässige Anhäufung von Russ.

Wären die beiden Funken nicht genau gleichzeitig, sondern in einer sehr kleinen Zeitdistanz aufeinanderfolgend, so müsste der Ring nach demjenigen Röhrenende verschoben erscheinen, an welchem die Explosion zuletzt auftritt, da derselbe als die Interferenzfigur zweier um jene Zeitdistanz nach einander von den beiden Röhrenenden ausgehenden Luftwellen anzusehen ist. — Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Luftwellen darf man die Schallgeschwindigkeit setzen. Damit ist jenes Zeitintervall gegeben; man hat nur nöthig, die Grösse der Verschiebung zu messen und durch die Schallgeschwindigkeit zu dividiren.

Hierauf hat de Waha eine sinnreiche Methode gegründet, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Electricität in einer Leitung zu bestimmen. Man braucht nur den einen Entladungsfunken am Ende, den andern in der Mitte eines langen Schliessungsbogens anzubringen. Die auf obige Art gefundene Zeitdifferenz ist dann diejenige Zeit, welche die electrische Entladungswelle gebraucht, um nacheinander an den beiden verschiedenen Punkten des Schliessungsbogens mit ihrem Maximum anzukommen, d. h. die Länge des halben Schliessungsbogens zu durchlaufen. Freilich muss dabei vorausgesetzt werden, dass die Form der

Welle an beiden Punkten nahe dieselbe ist; denn hätte sie an einem der beiden Punkte wesentlich an Höhe verloren, so müsste hier die Explosion, welche höhst wahrscheinlich, der Wärmeentwickelung entsprechend, dem Quadratgesetze unterliegt, eine geringere Intensität haben. Eine solche bringt aber (nach de Waha's Versuchen mit zwei gleichzeitigen Funken verschiedener Länge) allein schon eine Verschiebung des Interferenzringes hervor.

Doch selbst hiervon abgesehen, stellen sich der praktischen Verwerthung der Methode manche Hindernisse entgegen. Es ist nicht allein die Schwierigkeit, die Lage des Ringes in Bezug auf die Enden der Röhre genau zu ermitteln, sondern vor allem die Schwierigkeit, eine vollkommene Symmetrie in der räumlichen Anordnung beider Entladungsfunken mit der Röhre herzustellen. Zuletzt bleibt, auch wenn die Pole, zwischen denen die Entladung auftritt, bis auf die äussersten Spitzen mit isolirender Masse überzogen sind, noch zu verhindern, dass nicht der Funke selbst eine mehr oder weniger krumme Bahn einschlägt.

Ferner ist zu beachten, dass, wie de Waha gefunden, die Interferenzringe, unter dem Mikroskop betrachtet, sich selten als einfach erweisen, dass namentlich bei Anwendung electrischer Batterien der breite Interferenzstreifen durch dunklere linienförmige Ringe in Unterabtheilungen zerlegt erscheint. Der Verfasser folgert daraus, dass jede Explosion aus mehreren aufeinanderfolgenden Partialexplosionen oder Partialfunken (vielleicht den electrischen Oscillationen entsprechend. W. F.) zusammengesetzt ist. Das Zeitintervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Partialfunken versucht er für einen einzelnen Fall nach obiger Methode zu berechnen und findet ungefähr $^1/_4$ Milliontel einer Secunde.

W. F.

XXVII. ***Pirani.*** *Ein electrischer Versuch* (Nature XVII. Jan. 3. 1878. p. 180—181.).

XXVIII. ***R. Colley.*** *Ein electrischer Versuch* (Nature XVII. p. 282. 1878.).

Wird eine etwa 40 cm lange Glasröhre oben und unten mit Kupferelectroden versehen und mit Kupfervitriollösung gefüllt, und werden ihre Electroden mit einem empfindlichen Galvanometer versehen, so soll bei Ueberführung der Röhre aus der verticalen in die horizontale Lage der zuerst vorhandene Ausschlag abnehmen. (Die Versuche sind bereits von Colley angestellt, Pogg. Ann. CLVII. p 370. 624. 1876.) G. W.

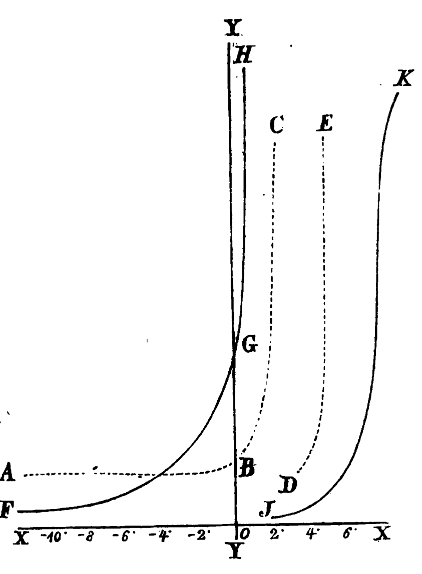
XXIX. ***Oliver J. Lodge.*** *Daniell'sches Element als Normaleinheit für die electromotorische Kraft* (Phil. Mag. (5) V. p. 1—4. 1878.).

In ein mit verdünnter Zinkvitriollösung gefülltes Pulverglas ist durch den Stöpsel hindurchgehend eine unten offene Glasröhre eingesenkt, in der sich ein Zinkstreifen befindet. An dieselbe ist eine weite, unten geschlossene Glasröhre gebunden, deren obere Oeffnung unterhalb der Oberfläche der Zinklösung liegt, und die einige Krystalle Kupfervitriol enthält. Ein bis zu denselben hineingesenkter, unten umgebogener, oberhalb durch eine isolirende Schicht geschützter Kupferdraht ragt durch den Kork aus dem Pulverglase hervor. Wird das Element nicht gebraucht, so werden die Röhren gehoben, bis der obere Rand der zweiten sich über der Zinklösung befindet.

Auch kann die erste, unten offene Glasröhre unten zu einer kleinen Spitze ausgezogen und das geschlossene Glas mit seinem oberen Rand bis über die Zinklösung gehoben und fast mit concentrirter Lösung und einigen Krystallen von Kupfervitriol gefüllt werden. Die Feuchtigkeit an den Wänden des letzteren vermittelt dann die Leitung. G. W.

XXX. *E. Ayrton und J. Perry. Eis ein Electrolyt II*[1]) (Phil. Mag. (5) V. p. 43—45. 1878.).

In beifolgender Figur sind auf der Abscissenaxe die Temperaturen, als Ordinaten der punktirten Curven *ABC* und *DE* die Capacitäten, als Ordinaten der voll ausgezogenen Curven *FGH* und *JK* die Leitungsfähigkeiten des Eises und des Wassers angegeben. Die Punkte *A* und *E* entsprechen den Capacitäten von etwa 0,002 und 0,1185 Mikrofarads für den Cubikcentimeter bei resp. —12,0 und +5°, die Punkte *F* und *K* den Widerständen von 2240 und 0,34 Megohms bei resp. —12,4 und 11,02°.



G. W.

XXXI. *E. v. Fleischl. Untersuchung über die Gesetze der Nervenerregung. Das Ortho-Rheonom* (Wien. Ber. LXXVI. Oct. 1877. Separatabz. p. 1—25.).

In gewissen Fällen ist es wünschenswerth, in einem Leiter die Intensität des Stromes gleichmässig zu verändern. Schon E. du Bois-Reymond[2]) hatte Instrumente zu diesem Zwecke vorgeschlagen, die eine nach dem Gesetz der Hyperbel stattfindende Stromschwankung hervorbrachten. Der von Fleischl vorgeschlagene Apparat soll die Grösse dieser Schwankung proportional der Zeit ihres

1) Vgl. Beibl. I. p. 420.
2) Ges. Abh. I. p. 205.

Verlaufes erzeugen. Wird nämlich ein Strom durch zwei diametral gegenüber liegende Stellen in einen kreisförmigen Leiter hineingeleitet, so durchläuft derselbe einen beide Eintrittsstellen verbindenden diametralen Leiter mit dem Maximum der Intensität, und letztere nimmt bei der Drehung desselben um 90° proportional dem Drehungswinkel bis auf Null ab.

Der auf dieses Princip basirte Orthorheonom besteht aus einer eisernen Grundplatte mit drei Stellschrauben, auf welcher eine kreisförmige Ebonitplatte von 24 cm Durchmesser ruht, in die eine kreisförmige Rinne ausgeschnitten ist. Ausserdem sind in ihr an zwei diametral gegenüberliegenden Stellen zwei Näpfe eingebohrt, welche durch einen kurzen dünnen Kanal mit der Rinne in Verbindung sind und horizontal gebogene, amalgamirte, andererseits mit Klemmschrauben verbundene Zinkdrähte enthalten und, wie die Rinne, mit concentrirter Lösung von Zinksulfat gefüllt sind. Zwischen einer in dem Centrum der Rinne und einer an einem seitlich angebrachten Galgen eingeschraubten Stahlspitze dreht sich eine verticale Stahlaxe, welche durch zwei an Querarmen des Galgens befestigte, in kreisförmige Quecksilberrinnen ausgeschnittene Ebonitplatten hindurchgeht. Das Quecksilber in den Rinnen ist durch Platindrähte mit isolirt auf dem Galgen befestigten Klemmschrauben verbunden. Die Stahlaxe trägt ein Schwungrad und eine Schnurlaufscheibe, mittelst deren sie durch einen Motor in Bewegung versetzt werden kann; ausserdem über der unteren Rinne einen gleicharmigen Hebel, der zwei Klemmschrauben trägt, aus denen zwei schwertförmig gefeilte Zinkdrähte in die untere Zinksulfatrinne führen. Von den Klemmen führen übersponnene Kupferdrähte zu zwei auf die Stahlaxe isolirt aufgesetzten Querarmen, von denen aus an verticalen Kupferdrähten be-
tigte sehr feine amalgamirte Platindrähtchen in das Queck-
ber der oberen Rinnen eintauchen. Die zu der unteren
nksulfatrinne führenden Klemmschrauben werden mit den
atindrähten, die Klemmschrauben an den oberen Queck-
berrinnen mit der Leitung verbunden, in der die regel-

mässige abwechselnde Steigerung und Abnahme der Stromintensität stattfinden soll.

Soll nur eine einzige auf- und absteigende Stromschwankung in der Leitung erzeugt werden, so wird die Verbindung mit der Batterie je in den Momenten hergestellt und wieder unterbrochen, wo der Strom in der Leitung auf Null gekommen ist. Dazu ist die eine der den Strom zur Zinksulfatrinne führenden Klemmen mit zwei Quecksilbernäpfen, die andere mit einem horizontalen Kupferdraht verbunden, der um eine ihn halbirende horizontale Axe drehbar ist und je nach seiner Lage mit seinem einen oder anderen Ende in einen der beiden Quecksilbernäpfe taucht. Dann geht der Batteriestrom nur durch den Draht und nicht durch die übrige Leitung. Wird nun eine an dem Draht befestigte gabelförmige Vorrichtung durch Daumen, welche an den Enden des über der Sulfatrinne rotirenden Hebels angebracht sind, abwechselnd hin- und hergeschoben, so dass der Kupferdraht mit seinem einen Ende aus dem einen Quecksilbernapf herausgehoben und horizontal gestellt wird, wenn der Hebel seine äquatoriale Stellung verlässt, und mit seinem anderen Ende in den zweiten Quecksilbernapf eingesenkt wird, wenn der Hebel zum zweiten Male jene Stellung erreicht, so durchläuft der Strom die Leitung nur während einer Stromschwankung.

Bedingung hierfür ist ausserdem, dass der Widerstand der letzteren Leitung gegen die Widerstände der Sulfatrinne gross ist. Um die störende Stromverzweigung in der nicht linearen Sulfatrinne möglichst zu vermeiden, lässt man die schwertförmigen Zinkdrähte an ihrem äusseren Rande rotiren.

Versuche, bei denen eine Thermometerröhre voll Zinkvitriollösung, der Widerstand etwa 40000 S.-E. betrug, in die Leitung eingeschaltet war, die Widerstände der Rinnenhälften je 500 S.-E. betrugen, zeigte sich eine sehr vollständige Proportionalität der in der Brückenleitung durch eine Spiegelbussole beobachteten Stromintensität mit dem Drehungswinkel von der äquatorialen Lage des dia-

metralen Drahtes an. Nur am 0 ten Grad (in der axialen Lage) fiel die Stromintensität ein wenig ab. G. W.

XXXII. *O. Chwolson. Ueber das Problem der Stromverzweigung in einer ebenen Platte* (Schlömilch Z.-S. XXIII. p. 47—60. 1878.).

Das Potential V an verschiedenen Punkten einer vom Strome durchflossenen ebenen Platte lässt sich als logarithmisches Potential einer gewissen Vertheilung von Massen in der Ebene der Platte betrachten, von denen eine positive und eine negative, der Stromstärke proportionale Masse m in den Polen liegt, und eine gewisse Massenvertheilung ausserhalb der Platte, der eine äquivalente Vertheilung am Rande der Platte entspricht, so dass dadurch am Rande $\frac{\partial V}{\partial N} = 0$ wird. Die erwähnte Randbelegung lässt sich nach C. Neumann in zwei je dem einen Pol coordinirte Punktsysteme zerlegen, deren Bestimmung in mehreren Fällen gelungen ist, namentlich für Platten, die durch einen Halbkreis und den Durchmesser desselben begrenzt sind, einen Kreissector mit dem Winkel $\frac{\pi}{n}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}\ldots\right)$, eine unendlich grosse spitz- oder rechtwinklige Platte, für den 2^ntelten (halben, viertel) concentrischen Ring, einen halben excentrischen, durch die Centrale begrenzten Ring, unendliche, von Kreisen durchbrochene Platten u. s. f. In einzelnen Fällen, wie z. B. für eine unendlich grosse stumpfwinklige Platte, bestehen die äusseren Massen nicht aus Punkten.

Die weiteren Betrachtungen haben mehr ein mathematisches, als ein physikalisches Interesse. G. W.

XXXIII. *E. Sacher. Drei Versuche mit dem Telephon* (Wien. Anz. 1878. No. 1. p. 1—2.).

XXXIV. *A. Demoget. Einige Versuche mit dem Telephon* (Mondes XLV. p. 182—184. 1878.).

Lässt man den geschlossenen Stromkreis des Telephons 0 m weit neben einer wohl isolirten Telegraphenleitung ingehen, durch welche mittelst 6 oder 3 Smee'scher Ele-

mente Zeichen gegeben werden, so kann man dieselben im Telephon deutlich hören. Werden die Drähte des Telephons in einer Entfernung von 20 m an die Telegraphenleitung gelegt, so hört man die Zeichen ebenfalls.

Die von Hermann erwähnte Uebertragung der in einem Telephon erregten, durch eine inducirende Spirale geleiteten Ströme auf ein in den inducirten Kreis eingefügtes Telephon hat Sacher, und auch Demoget, beobachtet, namentlich, wenn die Platten im Einklang mit den sie erregenden Tönen sind.[1] G. W.

XXXV. *L. Hermann. Notiz über das Telephon* (Pflüger's Arch. XVI. p. 264—268. 1877.).

XXXVI. — *Ueber telephonisches Hören mit mehrfachen eingeschobenen Inductionen* (ibid. p. 314—316. 1877.).

XXXVII. *Arthur Hartmann. Eine neue Methode der Hörprüfung mit Hülfe electrischer Ströme* (Verh. d. physiol. Ges. z. Berlin. 1878. Nr. 6. p. 24—26.).

Trifft der durch die Sinusreihe

$$P = \text{const}\{a_1 \sin(2\pi n t + b_1) + a_2 \sin(4\pi n t + b_2) + \dots\}$$

dargestellte Klang die Eisenplatte des Zeichengebers, so ist die der Membran des Zeichenempfängers mitgetheilte Bewegung dem Inductionsstrome:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = 2\pi n \,\text{const}\{a_1 \cos(2\pi n t + b_1) + 2a_2 (\cos 4\pi n t + b_2) + \dots\}$$

entsprechend. Die Intensitätsverhältnisse der der letzteren zugehörenden Einzelschwingungen sind also nicht die gleichen, wie in dem ersten Klang, vielmehr tritt die Intensität der Obertöne in steigender Stärke hervor. Dem entgegen wird indess die Klangfarbe nicht geändert.

Schaltet man in den Schliessungskreis der Telephone

---

1) Herr Töpler hat schon am 29. Nov. (Dresdner Zeitung 5. Dec.) und 20. Dec. 1877 Versuche über die Anwendung der Stimmgabel als magneto-electrischer Inductionsapparat und zu Signalzwecken der Gesellschaft Isis mitgetheilt. Die betr. Abhandlung erscheint demnächst in den Annalen (cfr. Röntgen, Beibl. II, p. 52).

noch Inductionsrollen (z. B. eine der doppelt gewundenen dünndrahtigen Bussolenrollen) ein, so dass die eine Windungsreihe mit dem Zeichengeber, die andere mit dem Zeichenempfänger verbunden ist, so würden die in letzterem erzeugten Inductionsströme dem Werthe $\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$ entsprechen, wobei wiederum die Intensität der Obertöne relativ gesteigert würde, und ebenso in zunehmendem Grade bei Einfügung mehrfacher Inductionen. Selbst bei zwei solchen Inductionen ist Gesprochenes noch deutlich, bei vier Inductionen noch Bekanntes (Zahlen) verständlich.

Da nun in allen Fällen die Klangfarbe unverändert bleibt, so kann eine solche Differentiirung bei den telephonischen Uebertragungen nicht stattfinden.

Sehr gut eignet sich nach Hartmann das Telephon zur Hörprüfung. Erregt man den Magnet des Empfängers durch galvanische Ströme, welche durch eine stromunterbrechende Stimmgabel discontinuirlich gemacht sind, so kann man durch Einschaltung von Widerständen oder auch des runden Compensators von E. du Bois-Reymond, für den dann das Telephon mit Leitungsdrähten als Nebenschliessung dient, im Telephon die Intensität der Töne beliebig abstufen. Ebenso kann man dabei Inductionsströme anwenden, wobei die stromunterbrechende Stimmgabel in den inducirenden Kreis eingeschaltet ist.

G. W.

XXXVIII. ***M. Berthelot.*** *Ueber die Reaction zwischen Stickstoff und Wasser* (Ann. d. chim. et phys. XII. p. 445).

XXXIX. — *Neue Untersuchungen über die chemischen Wirkungen der Tensionselectricität* (ibid. p. 446.)

XL. — *Fixirung des Stickstoffs auf organischen Stoffen und Bildung des Ozons durch schwache Spannungen* (ibid. p. 453).

XLI. — *Apparat, um ein begrenztes Gasvolumen dem electrischen Effluvium auszusetzen* (ibid. p. 463).

XLII. ***M. Berthelot. Apparat um electrische Funken auf Gase wirken zu lassen*** (ibid. p. 467—468. 1877.).

Absolut reiner Stickstoff und Wasser geben in Ozonröhren mit Hülfe eines sehr starken Inductoriums salpetrigsaures Ammoniak. Schwache Entladungen erzeugen dasselbe nicht, ebenso wenig in feuchter Luft Salpetersäure.

Zwei Glasröhren sind innen mit Platinbelegungen versehen, welche mit den beiden Conductoren der Holtz'schen Maschine communiciren. Die äusseren Belegungen der Röhren sind mit einander verbunden, die Röhren selbst mit Sauerstoff gefüllt und geschlossen. Zwischen den Conductoren der Maschine schlagen beständig Funken über, so dass sich die inneren Belegungen abwechselnd laden und entladen, wobei im Innern der Glasröhren kein Funken zu sehen ist. In beiden Röhren bildet sich Ozon, und zwar nahezu gleich viel. Indess wird eine bestimmte Grenze (etwa 8—8,5 $^0/_0$ des Sauerstoffs) in der Bildung desselben nicht überschritten (wie übrigens schon bekannt ist), wenn das Ozon nicht stets, z. B. durch arsenige Säure fortgenommen wird. Mit Abnahme der Funkenlänge zwischen den Conductoren nimmt die Bildung des Ozons schnell ab. Aus Stickstoff und Sauerstoff, auch bei Gegenwart der Feuchtigkeit, entstehen mit Hülfe der Holtz'schen Maschine nie salpetrichtsaure oder salpetersaure Verbindungen, sondern nur durch die sehr starken Entladungen eines Inductoriums. Sie bilden sich fast nur auf dem Wege der Funken selbst mit Hülfe ihrer hohen Temperatur.

Acetylen dagegen entsteht aus den Dämpfen organischer Verbindungen, die mit Stickstoff in den oben beschriebenen Röhren der Einwirkung der funkenlosen Ladungen der inneren Belegungen ausgesetzt sind, so namentlich aus Aether, weniger aus Benzol. Schwache Entladungen wirken schwächer, directe Funken bilden viel Acetylen (während sie die Ozonbildung vermindern). In Ozonröhren (s. w. u.) sind die chemischen Wirkungen schwächer.

Reine Kohle mit reinem Wasserstoff in Ozonröhren eingeschlossen gibt keine Spur eines Kohlenwasserstoffs.

Stickstoff wird ebenfalls in den oben beschriebenen Röhren unter Einfluss beider Electricitäten von organischen Stoffen, namentlich von Papier, weniger von Aether und noch weniger von Benzol, absorbirt, selbst bei schwachen Spannungen, ebenso in Ozonröhren. Nie bildet sich aber auch nur eine Spur von Ammoniak, Salpetersäure, salpetriger Säure oder Blausäure. Letztere bildet sich nur durch die hohe Temperatur der directen Funken.

In geschlossenen, aus zwei conaxialen Glasröhren gebildeten Ozonröhren, deren Belegungen durch verdünnte Schwefelsäure gebildet sind, von denen die innere mit dem positiven Pol einer Säule von 7 Daniell'schen Elementen, die äussere mit dem negativen Pol verbunden war, bildet sich aus Sauerstoff Ozon, welches durch die Oxydation der gleichzeitig in die Röhre eingeführten arsenichten Säure, durch Oxydation des ebenso gleichzeitig mit eingeschlossenen Jodkaliums, durch Verbindung des Sauerstoffs mit beigemischter schweflichter Säure und Bildung von Silbersuperoxyd nachgewiesen werden kann.

Die bei diesen Versuchen angewandten Ozonröhren unterscheiden sich nur in Nebendingen von den bekannten[1]). Dieselben werden durch ein Rohr mit einem Dreiweghahn mit einer Luftpumpe und einer das zu untersuchende Gas enthaltenden, mit Quecksilber abgeschlossenen Glasglocke verbunden und durch wiederholtes Evacuiren und Zulassen des Gases mit letzterem gefüllt.

Die Fixirung des Stickstoffs auf feuchtem Papier oder Dextrinlösungen mittelst 5 Leclanché'scher Elemente wurde wiederholt studirt, wobei die Ozonröhren durch zwei auf eine Glasplatte gekittete, übereinandergestülpte Glasglocken ersetzt wurden, deren innere ausserhalb mit jenen Stoffen bekleidet war. Die innere Fläche der inneren und äussere Fläche der äusseren Glocke waren mit den mit den Polen der Säule verbundenen Belegungen versehen.

Phosphorwasserstoff, Cyan, Acetylen, Aether wurden

1) Vgl. Kolbe, Lehrb. d. anorg. Chemie. 1877. p. 106; Wislicenus, anorg. Chemie. 1877. p. 73.

in den erwähnten Röhren bei Ladung derselben durch 5 Leclanché'sche Elemente nicht verändert, obgleich erstere durch starke Entladungen condensirt werden, der Aether dadurch Acetylen liefert. — Trockener Wasserstoff und Stickstoff scheinen bei der ersteren Behandlung Spuren von Ammoniak zu geben.

Theoretisch sucht Berthelot diese Erscheinungen durch die Annahme einer permanenten und gleichförmigen Orientirung der sonst unregelmässig bewegten Gasmolecüle durch die electrische Ladung zu begründen.

G. W.

XLIII. *G. Planté. Electrische Gravirungen auf Glas* (C. R. LXXXV. p. 1232—34. 1877.).

Eine Glasröhre, welche einen als Electrode für einen starken Strom dienenden Platindraht in einer Salzlösung bis auf sein Ende umgibt, wird daselbst trichterartig ausgehöhlt. Berührt eine solche Electrode die mit Salzlösung befeuchteten Wände eines Glases, so werden sie an der Berührungsstelle stark angegriffen, und die um die Electrode bei der Entladung leuchtenden Ringe erscheinen zuweilen in das Glas eingeätzt. Mit Salpeterlösung gelingt der Versuch schon mit schwächeren Strömen.

Bedeckt man also eine horizontale Glas- oder Bergkrystallplatte mit einer concentrirten Salpeterlösung, legt in dieselbe längs der Ränder der Platte einen horizontalen Platindraht, der als Electrode einer secundären Batterie von 50—60 Elementen dient, und führt einen bis auf sein Ende mit einer isolirten Schicht versehenen, als zweite Electrode dienenden Platindraht auf der Platte entlang, so wird der Weg des Drahtes bei langsamem Fortschreiten tief eingravirt. Dient der Draht als negative Electrode, so bedarf es dazu geringerer Spannungen, als wenn er mit dem positiven Pol verbunden ist. Auf gekrümmten Flächen kann man hierbei die Salpeterlösung durch Zusatz von Gummi zum Adhäriren bringen.

G. W.

XLIV. *E. Semmola. Electromagnetischer Tiefenmesser* (L'Elettricista I. p. 376—378. 1877.).

In einem hohlen, oben geschlossenen, unten offenen Metallcylinder hängt an einer starken Spiralfeder ein gut passender Stempel, der unten mit einem Gewicht belastet ist. Stösst letzteres beim Hinablassen des Apparates an einem Seil auf den Grund des Meeres auf, so wird der Stempel im Cylinder durch die Feder in die Höhe gehoben und schliesst dadurch einen Stromkreis, der durch die in dem Seil befindlichen Leitungsdrähte, eine Kette (eine electrodynamische Maschine) und einen Läutapparat gebildet wird. Durch Auslösen eines Hakens wird zugleich ein Schwimmer frei gemacht, der in die Höhe steigt und das seitliche Forttreiben des Schiffes während des Versuches anzeigt. G. W.

Literatur-Uebersicht.

Göttinger Nachrichten. 1878. Nr. 1—3.

C. Schering. Mittheilung aus einer Experimentaluntersuchung über die Reibungsströme, p. 88—101 (erscheint in den Annalen).

Separatabzüge aus den Sitzungsberichten der Wiener Akademie. 1877. Bd. LXXVI.

Fr. Exner und G. Goldschmiedt. Ueber den Einfluss der Temperatur auf das galvanische Leitungsvermögen in den Flüssigkeiten. I. Abhandlg. (Abth. II, Sitzung 19. Juli 1877. Bd. LXXVI. Octoberheft), p. 1—21, (erscheint in den Annalen).

J. Puluj. Ein Radiometer (Abth. II. Sitzung 5. Juli 1877. Bd. LXXVI. Juliheft), p. 1—5.

L. Boltzmann. Ueber die Beziehung zwischen dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie und der Wahrscheinlichkeitsrechnung resp. den Sätzen über das Wärmegleichgewicht (Abth. II, Sitzung 11. Oct. 1877. Bd. LXXVI. Octoberheft), p. 1—63,

Chemische Berichte. 1878. Bd. XI. Heft 3 u. 4.

O. Lietzenmayer. Ueber die Eigenschaft der Kupferdrahtnetzspirale, Wasserstoff zu absorbiren, p. 306—309.

G. Lunge. Ueber die Siedepunkte von Schwefelsäuren verschiedener Concentrationen, p. 370—374.

L. F. Nilson und **O. Pettersson.** *Ueber die specifische Wärme des Berylliums, p. 381—386.*

J. H. Gladstone und **A. Tribe.** *Untersuchung über die Einwirkung des Kupfer-Zinkpaares auf alkalische Oxyde, p. 400—406.*

Kolbe Journal f. prakt. Chemie. 1878. Bd. XVII. Heft 2.—4.

R. Hermann. *Fortgesetzte Untersuchungen über die Atomvolume und specifischen Gewichte organischer Verbindungen, p. 49—68.*

J. Thomsen. *Thermochemische Untersuchungen XXVII. Die Lösungswärme der Nitrate, Sulfate, Dithionate und einiger anderer Salze, p. 165—176.*

Dingler Journal. 1878. T. CCXXVII. Heft 3.

Weston. *Dynamo-electrische Maschine, p. 249.*

Kollmann. *Photometrische Temperaturbestimmung, p. 314—315.*

Comptes rendus. 1878. T. LXXXVI. Nr. 7—9.

Favé. *Les vibrations de la matière et les ondes de l'éther dans la vision, p. 441—443.*

C. Decharme. *Note sur les formes vibratoires des corps solides et liquides à propos d'une comm. récente de M. P. Dubois, p. 453—454.*

J. Boussinesq. *Sur les conditions spéciales au contour des plaques, p. 461—463.*

A. Bréguet. *Sur les téléphones Bell et les téléphones à ficelle, p. 467—470.*

G. Salet. *Sur la téléphonie, p. 471—472.*

D. Gernez. *Sur l'ébullition des liquides superposés, p. 472—475.*

Isambert. *Dissociation de l'hydrate de chlore, p. 481—484.*

H. Debray. *Sur un nouveau produit de l'oxydation du plomb et sur quelques phénomènes de dissociation, p. 513—517.*

Faye. *Note sur une nouvelle brochure de M. Hirn, intitulée „La Musique et l'Acoustique", p. 519—520.*

Th. du Moncel. *Sur les téléphones à pile, p. 521—524.*

Favé. *Les vibrations de la matière et les ondes de l'éther dans l'ébullition, p. 524—527.*

A. Cornu. *Sur quelques conséquences de la constitution du spectre solaire, p. 530—533.*

J. M. Gaugain. *Sur la variation passagère du magnétisme permanent, p. 536—539.*

Th. du Moncel. *Sur la théorie du téléphone, p. 557—560.*

Favé. *Les vibrations de la matière et les ondes de l'éther dans les combinaisons photochimiques, p. 560—565.*

A. Cornu et **J. B. Baille.** *Etude de la résistance de l'air dans la balance de torsion, p. 571—574.*

Mascart. *Influence de l'électricité sur l'évaporation, p. 575—576.*

Lecoq de Boisbaudran et **A. E. Jungfleisch.** *Observations sur le gallium, p. 577—579.*

E. Duclaux. *Sur les forces élastiques des vapeurs mises par un mélange de deux liquides, p. 592—594.*

T. Thollon. *Théorie du nouveau spectroscope à vision directe, p. 595—598.*

A. Schützenberger. *Sur la combustion des gaz, p. 598—600.*

H. Moissan. *Sur deux variétés allotropiques d'oxyde de fer magnétique, p. 600—601.*

Berthelot. *Sur les affinités relatives et déplacements réciproques de l'oxygène et des éléments halogènes, combinés avec les corps métalliques, p. 628—634.*

Favé. *Les vibrations de la matière et les ondes de l'éther dans les combinaisons chimiques, p. 640—643.*

Th. du Moncel. *Sur le phonographe de H. Edison, p. 643—645.*

— *Sur les applications industrielles de l'électricité, p. 645—647.*

A. Cornu. *Sur la polarisation elliptique par réflexion à la surface des corps transparents, p. 649—652.*

A. Barthélemy. *Notes sur les vibrations des liquides, p. 652.*

L. Laurent. *Sur l'orientation précise de la section principale des Nicols, dans les appareils de polarisation, p. 662—664.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1878. T. XIII. Februar.

L. Mouton. *Sur la réflexion métallique des rayons calorifiques obscurs polarisés, p. 229—248.*

Bertin. *Sur la structure optique de la glace, p. 283—288.*

Bulletin de la société chimique. 1878. XXIX. Nr. 3—6.

Le Bel. *Sur l'alcool amylique, p. 194.*

D. Klein. *Note sur une réaction particulière à certains alcools polyatomiques, p. 195—197.*

E. Bourgoin. *Sur la solubilité de quelques acides organiques dans l'alcool et dans l'éther, p. 242—247.*

Les Mondes (2) 1878. T. XLV. Nr. 8—11.

Trouvé. *Une nouvelle machine d'induction, p. 329—331.*

Jamin. *Barreaux aimantés, p. 331.*

Niaudet. *Téléphone, p. 423—424.*

Proceedings of the Edinburgh Roy. Soc. IX. 1876/77.

J. Y. Buchanan. *Note on the specific gravity of Ocean Water, p. 283—287.*

Tait. *Note on the effect of heat on infusible impalpable powders, p. 298—299.*

Mac Farlane and Paton. *Measurement of the potential required to produce sparks of various lenghts in air at different pressures, p. 332—333.*

***Knott* and *Mac Farlane*.** *The thermal conductivity of Gas-Cooke, p. 333.*

— *Preliminary experiments on the currents produced by contact of wires of the same metal at different temperatures, p. 333.*

***Tait*.** *On an effect of heat on electrostatic action, p. 415.*

— *On Dr. Blair's scientific aphorismes in connection with the ultramundane particles of Le Sage, p. 415—416.*

***C. G. Knott, J. Gordon, Mac Gregor* and *C. M. Smith*.** *The thermo-electric properties of cobalt, p. 421—424.*

Transactions of the Edinburgh Royal Society. V. XXVIII. Part. I. 1876/77.

***J. A. Broun*.** *Note on the bifilar magnetometer, p. 41—44.*

***E. Lang*.** *On the curves produced by reflection from a polished revolving straight wire, p. 273—276.*

Philosophical Magazine (5) 1878. Vol. V. März.

***J. Kerr*.** *On reflection of polarized light from the equatorial surface of a magnet, p. 161—177.*

***H. C. Russel*.** *On a new modification of the bichromate battery, p. 201—202.*

***W. E. Ayrton* and *J. Perry*.** *The contact theory of voltaic action, p. 219—222.*

***Th. Bayley*.** *On the colour relations of copper and its salts, p. 222—224.*

Nature. V. XVII. 21. Febr. bis 14. März.

***F. J. M. Page*.** *Liquids having a specific heat higher than water, p. 320—321.*

Sitzung der Royal Society 17. Jan.: J. P. Joule. New determination of the mechanical equivalent of heat. 24. Febr.: J. N. Lockyer. On the use of the reflection grating in eclipse photography, p. 354—355.

***W. Carpmael*.** *Telephone experiments, p. 342—343.*

***G. Forbes*.** *The telephone, an instrument of precision, p. 343.*

***R. Sabine, H. Tomlinson, Aurel de Ratti, A. Percy Smith, W. Stockdale*.** *The telephone, p. 379—380.*

***T. E. Thorpe*.** *Note on the discovery of the liquefaction of air and of the so called permanent gases, p. 384.*

Chemical News. 1878. V. XXXVII. Nr. 952—954.

Sitzung der Phys. Soc. 16. Febr.: H. T. Morley. On Grove's gas-battery, p. 79. — J. C. Tisley. Harmonograph, p. 79. — F. J. M. Page. Action of the telephone on a capillary electrometer, p. 79. — Sitzung am 2. März: Sedley Taylor. Colours produced in thin films by sonorous vibrations, p. 99. — W. H. Preece. The Phonograph, p. 100. — Graham Bell. Bemerkung dazu, p. 100.

*C. **Tomlinson.** On the motion of camphor, p. 81.*

Sitzung der Chem. Soc. 1. März: Perkin. On some new derivates of anisoil, p. 109—110.

Silliman Journal (3). 1878. XV. März.

***H. L. Abbot.** Velocity of transmission of earth-waves, p. 178—184.*

***M. C. Lea.** Reactions of silver-chloride and -bromide, p. 189—191.*

***H. S. Kimball.** Journal friction at low speeds, p. 192—195.*

Rendiconti del Istituto Lombardo Veneto (2) XI. fasc. I u. II.

***R. Ferrini.** Sulla resistenza delle eliche degli elettromagneti telegrafici, p. 34—38.*

L'Elettricista. 1878. II. Februar.

***P. Volpicelli.** Sulla elettrostatica induzione, p. 70—79.*

***Angelo de Andreis.** Si dimostra che la elettricità indotta di prima specie non possiede tensione, p. 80—84.*

***G. Grassi.** Misura della resistenza e graduazione di un galvanometro qualunque, p. 84—93.*

***A. Naccari.** Sul modo di impedire nelle lampade a gaz del Bunsen il rientrare della fiamma, p. 93—95.*

***P. Serpieri.** Il telefono, p. 95—97.*

***G. Luvini.** Conferenza sul telefono nella società degl' ingegneri di Torino, p. 98—102.*

Öfversigt af Kongl. Vetenskaps-Akademiens Förhandlingar 34. Jahrg. (Stockholm.) 1877. Heft 5—8.

***A. Atterberg.** Om furntjärans terpener (13. Juni), p. 13—34.*

Journal der russischen phys. Gesellschaft. 1878. IX. Heft 2.

Sitzungsbericht vom 11. bis 23. Januar 1878: N. Hesehus. Sur un cas particulier de transmission du courant galvanique dans l'eau et les autres électrolytes quand les dimensions des électrodes ne sont pas egaux, p. 24—32. — N. Slouginoff. Sur une nouvelle pile sécondaire, p. 33—35. — P. van der Fliet. Eine Note, p. 35—38. — M. Stoletoff. Eine Note, p. 38—39.

Separatabzüge.

***H. Schröder.** Das Sterengesetz (Münchn. Ber. 1877. math.-phys Klasse), p. 302—322.*

***L. Weber.** Zur Theorie der magnetischen Induction (Kiel 1877.), p. 1—36.*

***Ph. Gilbert.** Sur certaines conséquences de la formule électrodynamique d'Ampère (Ann. de la soc. scient. de Bruxelles I. 1876), p. 1—26.*

***J. Delsaulx.** Rapport sur le mémoire précédent de M. Gilbert (ibid.), p. 70 u. flgde.*

***W. J. Janssen.** Stickstofoxydule in den vloeibaren en gasvormigen toestand (akademische Proefschrift Leyden 1877), p. 1—50.*

Thompson. *Lantern-slide galvanometer (Engineering 2. Nov. 1877),*

D. Macaluso. *Sulla tensione della elettricità indotta (Rendic. del R. Ist. Lomb. 17. Mai 1877), p. 1—13.*

J. Delsaulx. *Sur la démonstration de l'équation $\Delta V = -4\pi\varrho$ dans la théorie du potentiel (Ann. de la soc. scient. de Bruxelles II. 1877), p. 1—4.*

J. D. van der Waals. *Om de specifike warmte van den verzadigten Damp (Versl. en Mededeel. d. Konigl. Ak. van Wetensch. Afd. Natuurk. (2) XII.), p. 1—15.*

C. Gänge. *Optische Untersuchungen über die Metalloide und ihre Verbindungen (Habilitationsschrift Halle, Waisenhausbuchdruckerei; erscheint in den Annalen).*

E. Abbe. *Ueber mikrometrische Messung mittelst optischer Bilder (Sitzungsber. d. jen. Ges. für Med. u. Naturwiss. 1878), p. 1—10.*

Eingegangene Bücher.

E. Teller. *Physik in Bildern. Handbuch für Lehrer mit Berücksichtigung des Selbstexperimentirens. Theil I u. II (Otto Spamer Leipzig 1878).*

R. Pictet. *Mémoire sur la liquéfaction de l'oxygène, la liquéfaction et la solidification de l'hydrogène et sur les théories des changements des corps (J. Sandoz, Genève 1878), p. 1—108.*

C. Bohn. *Ergebnisse physikalischer Forschung. Lief. 1. u. 2 (W. Engelmann, Leipzig), p. 1—616.*

W. E. Gladstone. *Der Farbensinn, mit besonderer Berücksichtigung der Farbenkenntniss des Homer (J. H. Kern, Breslau 1878), p. 1—47.*

H. Magnus. *Das Auge in seinen ästhetischen und kulturgeschichtlichen Beziehungen (J. H. Kern, Breslau 1878), p. 1—158.*

E. Allard. *Mémoire sur l'intensité et la portée des phares comprenant la description de quelques appareils nouveaux, ainsi que des études sur la transparence des flammes, la vision des feux scintillants et la transparence nocturne de l'atmosphère (Paris, Imprimerie nationale. 1876).*

J. Michel. *Die Prüfung des Sehvermögens und der Farbenblindheit (J. A. Finsterling, München), p. 1—11.*

J. Rand Capron. *Photographed Spectra. One hundred and thirty-six photographs of metallic, gaseous and other spectra printed by the permanent autotype process, with introduction, description of plates and index etc. (E. u. F. N. Spon, London 1877), p. 1—84.*

R. Rühlmann. *Handbuch der mechanischen Wärmetheorie Bd. II. Lief. 1 (Fr. Vieweg u. Sohn, Braunschweig 1878), p. 1—320..*

1878. BEIBLÄTTER № 4.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. ***G. G. Stokes.*** *Gewisse Radiometerbewegungen* (Nature XVII. p. 172—175. 1877. p. 234. 1878 und Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 546—555. 1877.).

Der Verfasser stellte Versuche an mit zwei Radiometern gewöhnlicher Form, von denen das eine, R_1, einseitig geschwärzte Scheiben aus Mark, das andere, R_2, solche aus geglühtem Glimmer hatte. 1) Stellt man einen bis auf 100° erwärmten Glasbecher über R_2, so findet keine oder nur eine geringe unmittelbare Bewegung statt, bald darauf beginnt aber eine anfangs schwache, schnell lebhaft werdende und alsbald aufhörende negative Rotation. 2) Die Entfernung des Bechers ruft eine ziemlich lebhafte positive Rotation hervor, die aber mit der weiteren Abkühlung des Apparates allmählich abnimmt. 3) Stärkere Erwärmung des Bechers: Beim ersten Bestrahlen eine (je nach dem Grade der Erwärmung unbedeutende oder stärkere und länger dauernde) positive Rotation, die in die schon beschriebene, resp. langsame und schwache, negative Rotation übergeht. 4) Mit R_1 ergibt sich für den ersten Versuch derselbe Verlauf, nur positive und weniger lebhafte Rotation. 5) Die Entfernung des Bechers alterirt die Ruhe des Flügels von R_1 nicht. 6) Stärkere Erwärmung des Bechers ruft ebenso rasch positive Rotation hervor, wie Licht. Der Becher darf indess nicht lange über dem Radiometer gelassen werden, weil sonst die Gasentwickelung vom Mark das Vacuum verderben würde. 7) Erwärmt man den Becher in Wasserdampf bis nahe auf 100° und bringt ihn über R_1, so beschlägt das Gefäss sofort und, es beginnt fast unmittelbar danach eine negative Rotation.

Nur manchmal tritt im allerersten Moment eine Spur von positiver Rotation auf. Die lebhafte, aber nicht anhaltende negative Rotation geht nach etwa 15 Secunden in eine nicht lebhafte, aber länger andauernde positive über. 8) Wird der Becher nach Aufhören der negativen Rotation in die Höhe gehoben und die beschlagene Oberfläche stark angeblasen, so beginnt eine lebhafte, aber kurze positive Rotation. 9) Das Feuchtsein des Gefässes ist hierbei nicht wesentlich; denn der vorher ruhige Flügel beginnt ebenfalls eine positive, aber weniger starke Rotation, wenn man das warme (und nicht feuchte) Gefäss anbläst. 10) Versuch 7) mit R_2 zeigt positive Rotation, wie wenn der Becher trocken ist. 11) Wird der Becher inwendig berusst und etwas über 100° erwärmt, so bringt er, über R_1 gestellt, positive Rotation hervor. Nach Aufhören derselben (nach ein paar Minuten) und nach Entfernen des erwärmten Bechers zeigt sich während der Abkühlung des Apparates eine nicht lebhafte negative Rotation. 12) In Bezug auf die direct durch das Glasgefäss gestrahlte Wärme verhielten sich beide Radiometer in der gewöhnlichen Weise. 13) R_2 dreht sich bei Bestrahlung des Flügels durch Erwärmung (Abkühlung) des Gefässes in negativer (positiver) Richtung, wie wenn der weisse, perlartige Glimmer schwarz und der Lampenruss weiss wäre. Wärme von geringer Brechbarkeit gegenüber scheint das auch wirklich die relative Ordnung zu sein. Andererseits absorbiren Glas und Glimmer (als Silicate) strahlende Wärme in ähnlicher Weise. 14) Wird das ganze Gefäss gleichförmig erwärmt (abgekühlt), so erfährt der Flügel von R_1 bei der Bestrahlung einen positiven (negativen), wenn auch weniger starken Impuls als der von R_2.

Durch das Beschlagen des Gefässes wird eine schnelle oberflächliche Erwärmung desselben veranlasst, wie durch das Blasen auf die feuchte Oberfläche eine rasche oberflächliche Abkühlung. Strahlt der trockene Becher gegen das Gefäss, so findet in den äusseren Schichten natürlich die stärkste Absorption statt, die Temperaturänderung bleibt aber nicht auf die unmittelbare Oberfläche

beschränkt. Wir müssen uns deshalb das dünne (ca. 0,02 Zoll dicke) Glasgefäss noch in eine äussere und innere Schicht getheilt denken und die Effecte derselben getrennt untersuchen. Die von jeder Schicht gestrahlte Wärme hängt nur von ihrer Temperatur ab, die Strahlung der äusseren muss aber auf ihrem Wege nach dem Flügel durch die innere Schicht hindurchgehen, wobei der Theil, für welchen Glas besonders stark undurchlässig ist, im wesentlichen aufgehalten wird. Den Beobachtungsresultaten zufolge scheint der durchgelassene Rest entschieden negativ zu wirken, während bei ziemlich gleichförmiger Erwärmung des Gefässes positive Wirkung statthat. Hiernach dürfte sich bei alleiniger Erwärmung der inneren Schicht eine sehr entschiedene positive Wirkung manifestiren. Durch diesen Kampf zwischen der äusseren und inneren Schicht lassen sich die Erscheinungen des 5. und 7. Versuchs auf einfache Weise erklären.

Zur vollständigen Definition der Strahlung müsste die Intensität jeder Strahlungscomponente als Function der Wellenlänge gegeben sein. Treffen periodische Aethervibrationen auf ein homogenes Medium (z. B. Glas), so lässt sich fragen, ob dasselbe beim Wachsen der Periode schliesslich undurchlässig wird und bleibt, oder ob es nach Durchlaufen eines Zustandes von Undurchlässigkeit bei weiterer Zunahme der Periode wieder durchlässig wird. Stokes vermuthet das letztere und schreibt demgemäss dem Glas eine elective Absorption zu, die für Strahlen von gewisser geringer Brechbarkeit ein Maximum erreicht. Theilt man das Emissions-Spectrum einer dünnen Glasplatte in eine besonders emittirende (resp. absorbirende) Region mit zwei „Flügeln“, so wird die Strahlung der äusseren Schicht des Gefässes von R_1 nach Durchgang durch die innere Schicht ein Spectrum ergeben, das aus zwei, durch einen fast leeren Raum getrennten Flügeln besteht. Den Versuchen zufolge ist bei vollständiger Strahlung von Glas die Gesammtwirkung der Flügel negativ, die des zwischenliegenden Theils positiv. Wird der Becher etwas über 100° erwärmt, so zeigt die direct durch das Gefäss hindurch-

gehende Strahlung eine unbedeutende positive Wirkung. Stokes sieht darin eine Ausdehnung des rechten Flügels (mit Strahlen stärkerer Brechbarkeit), dem er eine positive Wirkung zuschreibt. Bei R_2 zeigt sich keine solche verschiedene Wirkung der Gefässchichten wie bei R_1.

Während das Glimmerradiometer R_2 bei Bestrahlung durch einen erwärmten Glasschirm in negativem Sinne rotirte, zeigte sich bei allen anderen Crookes'schen Glimmerradiometern in gleichem Falle positive Bewegung, und zwar deshalb, weil sie aus einem natürlichen, dem geglühten Glimmer ähnlichen Glimmer hergestellt waren, welcher weniger undurchlässig und weniger perlartig weiss ist. Ein aus solchem Glimmer gefertigtes Radiometer, R_3, rotirt im Licht wesentlich rascher, als R_2 und setzt sich auch schneller in Bewegung, was anzeigt, dass der Glimmer dünner ist. R_3 rotirt bei Bedeckung mit einem heissen Glas positiv, zeigt aber bei Entfernung des Glases geringe negative Rotation. Der Unterschied in der Dicke und die Eigenschaft des Glimmers erklären die Differenz in dem Verhalten von R_2 und R_3 in genügender Weise.

Man könnte auf den ersten Blick annehmen, dass der Uebergang der negativen Rotation in positive (Nr. 7) nicht von einer Aenderung in den Absorptionsbedingungen herrühre, sondern davon, das die innere Oberfläche des Gefässes durch Leitung wärmer geworden, als die Oberflächen des Flügels. Dem ist jedoch nicht so. Wenn Gefäss und Flügel gleiche Temperatur haben, und wenn das Instrument vor Strahlung geschützt ist, so bleibt der Flügel in Ruhe, mag die gemeinsame Temperatur hoch oder niedrig sein. Wenn aber ein kleiner Theil der das verdünnte Gas berührenden Gesammtoberfläche irgendwie erwärmt (abgekühlt) wird, so findet durch die Vermittelung des Gases zwischen der erwärmten (abgekühlten) Oberfläche und den gegenüberstehenden Flächen, falls diese nicht zu entfernt sind, Abstossung (Anziehung) statt, gleichviel, ob die Fläche mit der exceptionellen Temperatur zum Flügel gehört oder zum Gefäss. Wird der Flügel durch Strahlung von aussen erwärmt, während das Gefäss, wenig-

stens auf seiner inneren Oberfläche, kalt ist, und bezeichnet man die beiden Arten von Scheibenflächen mit *A* und *B* und setzt voraus, dass *A* die totale Strahlung besser absorbire, so wird *A* wärmer sein und deshalb stärker abgestossen werden. Wird das Gefäss so lange erwärmt, bis seine innere Oberfläche wärmer ist, als der Flügel, dann wird dieser noch Wärme durch Strahlung, bis zu gewissem Grade auch durch Mittheilung von dem Gas erhalten; diese wird aber für beide Flächen gleich sein. Daher wird die besser absorbirende Fläche *A* die wärmere sein und weniger angezogen oder mehr abgestossen werden. Eine Umkehrung in der Rotationsbewegung während der Erwärmung des Flügels zeigt also eine Umkehrung in der Ordnung der absorbirenden Kraft der beiden Flächen an, und daraus folgt wieder, dass die Ordnung für verschiedene Theile der totalen Strahlung verschieden ist und dass das Verhältniss der Intensität dieser Theile geändert worden ist. Die von Crookes auf Vorschlag von Stokes angefertigten einseitig rauhen Metallradiometer zeigten bei Bestrahlung durch verschieden erwärmte Glasschirme positive (negative) Rotation, wenn der Flügel wärmer (kälter) als das Gefäss war. Bei positiver Rotation wird die rauhe Fläche zurückgestossen.

Die Resultate der entsprechenden (der Royal Society mitgetheilten, aber noch nicht veröffentlichten) Crookes'schen Versuche waren folgende: Ein Aluminium-Radiometer (Nr. 1326), dessen Flügel einseitig mit dem Messer eng linirt waren, und ein Silber-Radiometer (Nr. 1327), bei dem die eine Seite auf galvanischem Wege mit fein zertheiltem Silber bedeckt war, zeigten bei Beleuchtung und bei Bestrahlung mittelst der nichtleuchtenden Flamme eines Bunsen'schen Brenners continuirliche positive Rotation, die nach Entfernung der Strahlenquelle allmählich aufhörte, aber nicht in negative Rotation überging. Durch Erhitzung des Gefässes kam jedoch eine starke negative Rotation zu Stande, die sich dann in eine positive verwandelte. Das Herumlegen eines grossen rothglühenden Ringes um den Aequator des mit einem kalten Glasschirm bedeckten Gefässes ver-

anlasste nicht sehr starke positive Rotation, welche nach Entfernung von Schirm und Ring bald aufhörte. Bedecken des Gefässes mit einem heissen Glasschirm oder Eintauchen des Gefässes in heisses Wasser brachte negative Bewegung hervor, die bei Abkühlung zu einer positiven wurde. Es sind hiernach drei verschiedene Ursachen für die Radiometerbewegung anzunehmen, die sich theils unterstützen, theils entgegenwirken: 1) Temperaturdifferenz der beiden Flächen; 2) günstigere Stellung der einen Fläche gegen das Gefäss; 3) Rauhigkeit der Oberfläche an der einen Seite (wenn dies nicht mit 2) zusammenfällt).

Gt.

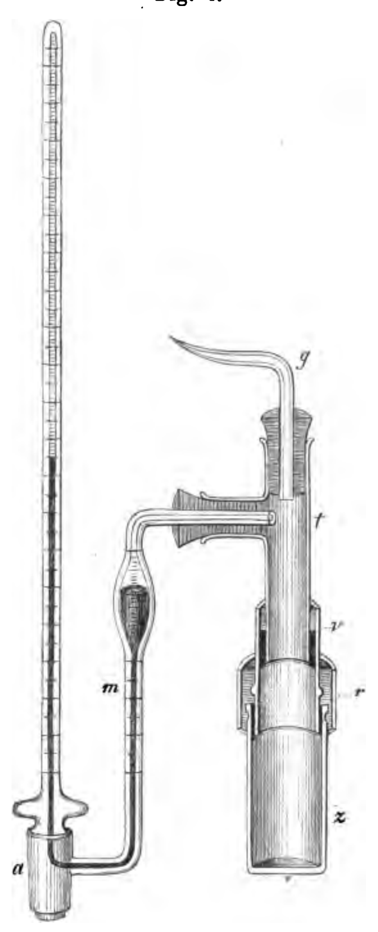
II. ***W. Pfeffer. Osmotische Untersuchungen. Studien zur Zellenmechanik*** (Leipzig 1877. Verlag von W. Engelmann, p. 1—236. Unter Mitwirkung des Verfassers.).

Die vorliegende Arbeit zerfällt in zwei Theile, einen physikalischen, p. 1—117, und einen physiologischen, p. 118—236; in dem letzteren werden die in dem ersteren erhaltenen Resultate auf die Pflanzenzellen angewandt.

Pfeffer untersucht die diosmotischen Eigenschaften der von Traube hergestellten sogenannten Niederschlagsmembranen, die man z. B. erhält, wenn man ein Glasröhrchen mit der Lösung der einen zur Erzeugung eines Niederschlages nöthigen Substanz füllt und dies dann in die Lösung der anderen Substanz bringt. An der Contactstelle der beiden „Membranogene" bildet sich eine das Röhrchen verschliessende Membran. Traube verwandte zu seinen Versuchen frei in die Flüssigkeit hineinragende Zellen; doch sind diese einmal sehr wenig widerstandsfähig und ändern ausserdem fortwährend durch Intussusception ihre Grösse. Pfeffer lagerte daher zu seinen Versuchen die Membranen auf Thonzellen auf, wie sie bei den galvanischen Elementen dienen. Injicirte er dieselben zunächst mit Wasser und füllte sie dann mit Ferrocyankaliumlösung, während sie gleichzeitig in Kupfervitriollösung gestellt wurden, so bildete sich an der Stelle, wo sich bei der

Diffusion die beiden Lösungen begegneten, eine „eingelagerte Membran"; injicirte er dagegen die Zelle mit Kupfervitriollösung und füllte sie dann mit Ferrocyankalium, so erhielt er „aufgelagerte Membranen" [1]); nur letztere dienten zu den definitiven Versuchen. Es sollten bei denselben drei Grössen unter verschiedenen Bedingungen bestimmt werden: 1) die Bewegung von Wasser in eine Zelle, welche ein osmotisch wirkender Stoff erzeugt, der Wassereinstrom; 2) die Filtration, d. h. der Wasserausstrom, unter Druck; 3) die Druckhöhe, welche als Gleichgewichtszustand von 1) und 2) durch einen osmotisch wirkenden Stoff in einer geschlossenen Zelle zu Stande kommt.

Fig. 1.



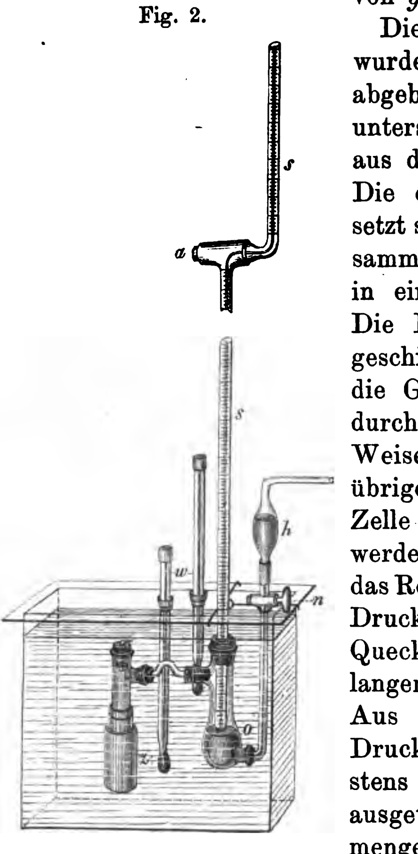
Um die Thonzelle mit den zur Messung der genannten Grössen nöthigen Apparaten zu verbinden, wurde die in Fig. 1 dargestellte Anordnung benutzt. *z* ist die Thonzelle (Höhe 46 mm, lichter Durchmesser 16 mm, Wandstärke $1^1/_4$ bis 2 mm). Das engere Glasrohr *v* ist mit Siegellack in *z* und ebenso das Verbindungsstück *t* in *v* eingesetzt. Bei Versuchen bei höherer Temperatur wird um den

1) In Betreff der Details der Darstellung der Membranen und der theoretischen Deductionen müssen wir leider auf das Original verweisen.

oberen Rand von *z* noch ein Glasring, *r* umgelegt und zwischen ihn und *v* ein nicht schmelzbarer Kitt gegossen.

Zur Bestimmung des Wassereinstromes wurde der Ansatz *m* verschlossen und dann die Schnelligkeit des Steigens in einem Capillarrohr beobachtet, das an Stelle von *g* gebracht war.

Fig. 2.



Die Filtration unter Druck wurde in dem nebenstehend abgebildeten Apparat (Fig. 2) untersucht, dessen Einrichtung aus der Figur ersichtlich ist. Die capillare Druckröhre, *s* setzt sich aus zwei Theilen zusammen, die bei *a* hahnartig in einander geschliffen sind Die Füllung des Apparates geschieht in der Weise, dass die Gefässe *h* und *o* in der durch die Figur angezeigten Weise mit Quecksilber, der übrige Raum von *o*, sowie die Zelle *z* mit Wasser angefüllt werden, dann verbindet man das Rohr oberhalb *h* mit einer Druckpumpe und treibt das Quecksilber im etwa 250 cm langen Druckrohr in die Höhe. Aus den Aenderungen der Druckhöhe (es waren mindestens 8 mm) ergaben sich die ausgetretenen Flüssigkeitsmengen.

Die Messung der Druckhöhe selbst geschah mit dem unter Fig. 1 angegebenen Apparat. Die Weite des Manometerschenkels betrug zwischen 1,166 und 1,198 mm, die des Schenkels *m* in dem erweiterten Raume 7,5—8 mm; da eventuell nach längerem Gebrauch etwas Flüssigkeit zu der im langen Schenkel abgeschlossenen Luft gelangen

konnte, so wurde nach höchstens 5 maligem Gebrauch das Manometer getrocknet und neu gefüllt.

Bei der Herstellung von Lösungen, denen Ferrocyankalium zugesetzt ist, muss beachtet werden, dass für eine nach Gewichtsprocenten hergestellte Lösung der Gehalt an beigemengtem Ferrocyankalium in der Volumeneinheit der Lösung dem specifischen Gewichte dieser proportional ist, während die osmotische Wirkung etc. zu den Gewichtsmengen in der Volumeneinheit der Lösung in proportionalem Verhältniss steht.

Wie Traube's Versuche zeigten, können sich nicht nur aus colloidalen, sondern auch aus krystalloiden Componenten Niederschlagsmembranen bilden und zwar, wenn der Niederschlag amorph und die Molecularzwischenräume der Membran so eng sind, dass die Molecüle der Componenten schwer durch sie hindurch osmiren können. Für die Möglichkeit der Herstellung von Membranen aus krystallinischen Elementen dürfte die von Traube selbst beobachtete Thatsache der Wirkung von Membranen aus gerbsaurem Leim auf polarisirtes Licht sprechen. Der Verfasser betrachtet zunächst die aus colloidalen Substanzen aufgebauten thatsächlich bekannten Membranen. Er denkt sich als die näheren Bestandtheile der Colloide nicht die Molecüle, sondern Molecülhaufen, Molecülverbindungen oder, wie er sie nennen will, „Tagmen“.

Die langsame Hydrodiffusion und die geringe oder vollständig fehlende Eigenschaft löslicher Colloide, durch solche Membranen zu diosmiren, welche Krystalloide leicht passiren, lassen sich nur erklären, wenn man annimmt, dass die Wirkungssphären der colloiden Molecüle relativ gross sind, dass dieselben etwa durch Zusammenlagerung mehrerer krystalloiden zu Stande kommen.

Kann ein flüssiger oder gelöster Körper durch eine Membran diosmiren, wozu er dieselbe nothwendig benetzen muss, so stehen ihm zwei Wege offen: 1) die zwischen den Tagmen bleibenden Räume; 2) für den Fall, dass der

Körper in die Constitution der Tagmen eintritt, der Weg durch diese selbst.

Wir betrachten den letzteren Fall zunächst für Wasser, das, wie wohl in allen Colloiden, so auch im Ferrocyankupfer enthalten ist.

Bei einem gegebenen Gleichgewichtszustand werden eine gleiche Anzahl von Molecülen aus der umgebenden Flüssigkeit in die Wirkungssphäre der Tagmen und aus dieser in die erstere zurückfliegen. Trennt die Membran Wasser und die Lösung eines Stoffes, so wird dies Gleichgewicht aufgehoben, und es werden mehr Wassermolecüle aus den Tagmen in die Salzlösung, als umgekehrt fliegen; es muss dann ein Wasserstrom durch die Membran gehen. Die Fähigkeit eines Salzes, einem Colloide Wasser zu entziehen, ergibt sich aus der Beobachtung von Graham, nach der aus concentrirten Lösungen Ferrocyankupfer als farblose Gallerte gefällt wird, die sich erst bei weiterem Wasserzusatz durch Wasseraufnahme rothbraun färbt. Die Stärke des Wasserstromes wird übrigens stets von der Stärke der chemischen Bindung des Wassers abhängen. In ähnlicher Weise werden auch andere Körper durch Tagmen diosmiren, wenn sie in die Constitution derselben eintreten.

Dass auch durch die Zwischenräume der Tagmen Molecüle passiren, lässt sich daraus schliessen, dass auch gelöste Substanzen durch Membranen wandern, die ohne chemische Einwirkung auf dieselben sind und daher die Tagmen selbst nicht passiren können; ferner kann nur dann eine Uebertragung von Wassermolecülen von Tagma zu Tagma stattfinden, wenn dieselben die zwischen zwei Schichten derselben gelegenen Zwischenräume durchwandern; da doch wohl kaum anzunehmen ist, dass eine Membran nur aus einer Molecülschicht besteht. In einzelnen Fällen freilich können diese Zwischenräume so klein werden, dass die Wassermolecüle nicht mehr hindurchpassiren können, doch war dies bei keiner der bisher untersuchten Substanzen für Wasser der Fall.

Der Verfasser erörtert sodann den Einfluss der je-

denfalls um die einzelnen Tagmen infolge der Adhäsion sich bildenden verdichteten Flüssigkeitsschichten, in denen auch bei einseitig wirkendem Druck eine Bewegung freilich nach ganz anderen Gesetzen, als in weiteren Kanälen sich vollziehen wird; dies wird besonders dann hervortreten, wenn der Durchmesser der capillaren Räume kleiner ist, als der doppelte Ràdius der Wirkungssphäre. Aus der Betrachtung dieser Wirkungssphären ergibt sich, dass die Fähigkeit des Durchganges eines Körpers durch eine Membran kein unmittelbares Maass für die Grösse seiner Molecüle ist, indem ja die Vertheilung der Molecüle in der Wirkungssphäre der Tagmen sehr verschiedenartig sein kann. In den beiden extremen Fällen dringt einmal das Molecül des gelösten Körpers gar nicht in die Wirkungssphäre der Tagmen ein, das andere mal steht die ganze Wirkungssphäre demselben offen. Aus einer ganzen Reihe von Betrachtungen, hinsichtlich deren wir auf das Original verweisen, ergibt sich, dass wahrscheinlich in einer Niederschlagsmembran gar keine oder doch nur äusserst wenig capillare Osmose auftritt, d. h. eine Osmose, bei der die einzelnen Molecüle nicht in die Wirkungssphäre der zweifellos viele Schichten bildenden Tagmen gelangen. In thierischen Häuten, Cellulose-Membranen und ähnlich sich verhaltenden Scheidewänden wird dagegen gleichzeitig capillare und moleculare Osmose eintreten; bei der letzteren wandern die Molecüle durch die Tagmen selbst, resp. doch durch deren Wirkungssphären.

Ueber die Diosmose gelöster Körper durch eine Ferrocyankupfermembran hat der Verf. nur wenige vereinzelte Versuche angestellt. Er fand, dass dieselbe für Gummi und reines Dextrin vollkommen impermeabel ist, dass nur Spuren von Zucker durch sie hindurchtreten; in höherem Grade ist dies bei Chlorkalium und Kaliumnitrat der Fall, ebenso bei Ammoniumacetat, verdünnter Salzsäure und Kaliumsulfat.

Am einfachsten gestaltet sich die endosmotische Wasserbewegung, wenn bei der Diosmose nur Wasser die Membran passirt, und die osmotisch wirkenden, auf der

einen Seite der Membran befindlichen Körper dazu dienen, der Membran stets dasselbe zu entziehen, wobei jedenfalls die Grenzschicht, die Diffusionszone, eine bedeutende Rolle spielt, indem sie zur Vermittelung der Verwandtschaftskräfte zwischen Wasser, Salz und Membran dient. Die Schnelligkeit der Osmose wird wesentlich von der Schnelligkeit abhängen, mit der das Wasser aus der Grenzschicht in die Salzlösung gezogen wird, wie dies auch bei der gewöhnlichen Hydrodiffusion der Fall ist. Eine Proportionalität zwischen der Wasserbewegung bei Hydrodiffusion und bei osmotischem Einstrom für verschiedene Körper ist nicht zu erwarten, da bei letzterem noch die Widerstände in der Membran und die Constitution der Diffusionszone mit zu berücksichtigen sind. Im allgemeinen wird freilich ein langsam diffundirender Stoff nur geringen osmotischen Wasserstrom bedingen, wie dies auch die Versuche, vor allem an Colloiden, bestätigten, denn Graham's Angabe, dass den Colloiden hohe osmotische Wirkungen zukommen, ist falsch. Dass mit Zunahme der Concentration der Salzlösung eine Zunahme des osmotischen Wasserstromes stattfindet, dürfte sich unmittelbar aus obigen Betrachtungen erklären.

Diosmirt der wirkende Körper, so werden die ganzen Poren der Membran mit der betreffenden Lösung angefüllt sein und gleichsam mit zur Grenzschicht gehören, und es wird in ihnen ein Austausch von Salz- gegen Wassermolecüle stattfinden.

Ehe der Verf. zu seinen Messungen übergeht, bespricht er noch einige Eigenschaften seiner Niederschlagsmembranen. Zunächst macht er darauf aufmerksam, dass als Oberfläche der Niederschlagsmembran nicht die gesammte innere Oberfläche des Thoncylinders genommen werden dürfe, da an vielen Stellen die Membran an impermeabele Thonmassen angepresst ist, die einen Austausch von Wasser verhindern. Hinsichtlich der diosmotischen Wirkung wird daher die aufgelagerte Membran einer allseitig freien Membran von kleinerem Flächeninhalt gleichkommen.

Der Widerstand, den die diosmirenden Theilchen in der Thonzelle im Verhältniss zu der Membran erfahren, ist vollständig zu vernachlässigen. Durch 100 qcm grosse Stücke einer Ferrocyankupfermembran und einer Thonzelle filtrirten in einer Stunde unter 100 cm Quecksilberdruck resp. höchstens 0,04 und 950—1300 ccm Wasser.

Der osmotische Wasserstrom durch eine Niederschlagsmembran ist proportional der Fläche derselben und der Triebkraft, indem, wie die Filtrationsversuche zeigten, die Widerstände proportional der Stromstärke wachsen. Die einem Wasserstrom entgegenstehenden Widerstände dürften auch proportional der Membrandicke sein. Diese nimmt aber bei längerer Berührung mit den Membranogenen nicht unwesentlich zu. So bewirkte bei einer Membran unmittelbar nach der Herstellung derselben der durch eine 4 %-ige Zuckerlösung hervorgerufene Einstrom eine Steigung von 9,6 mm in der Stunde im Messrohr. Liess man dann die Membran 5 Wochen mit den Membranogenen in Berührung, so betrug er nur noch 4,9 mm. Einer mechanischen Verstopfung der Membran war durch die Anwendung staubfreier Lösungen möglichst vorgebeugt.

Nach Fick soll der Diffusionsstrom denselben Gesetzen, wie die Wärmeleitung gehorchen; doch ist dies, wie der Verf. zeigt, nur dann möglich, wenn bei Zunahme der Concentration alle neu hinzukommenden Salzmolecüle gleiche Anziehungskräfte auf benachbarte Wassermolecüle ausüben. Dass dies nicht der Fall ist, zeigt schon die Contraction, die beim Lösen von Salzen in Wasser auftritt und keineswegs proportional der Anzahl gelöster Salzmolecüle sich ändert. Bei höheren Concentrationen wird aber die Zahl der ungesättigten Salzmolecüle schneller zunehmen, als die in Volumprocenten ausgedrückte Concentration; es muss daher der Diffusionsstrom, wie die wirkenden Kräfte caeteris paribus schneller als bei Proportionalität wachsen; doch wird letztere bei sehr verdünnten Lösungen angenähert sich zeigen. Voit fand auch in der That bei Zucker den Diffusionscoëfficienten mit steigender Concentration steigend.

Die folgende Tabelle enthält von dem Verf. an Ferrocyankupfermembranen angestellte Versuche mit Zucker und Gummi, die nicht diosmiren, und Salpeter, der etwas diosmirt. *c* ist die Concentration der Lösung, *e* der Wasserstromwerth, *s* das specifische Gewicht, so dass $e:cs$ der Quotient aus den Volumprocenten in die zugehörigen Leistungen darstellt.

c	e	$e:c$	$e:c.s$	c	e	$e:c$	$e:c.s$
Rohrzucker.				Gummi arabicum.			
1	1	1	1	1	1	1	1
2	1,95	0,98	0,97	6	3,6	0,60	0,58
6	5,77	0,96	0,94	18	16,4	0,91	0,84
10	11,6	1,16	1,11	Salpeter.			
16	20,0	1,25	1,17	1	1	1	0,99
20	25,5	1,27	1,17	2	1,79	0,89	0,88
32	48,4	1,54	1,35	4	3,41	0,85	0,83
				8	6,46	0,81	0,77
				18	11,69	0,66	0,59

Bei Zucker und Gummi ist der Wasserstrom durchaus nicht mit den in der Gewichtseinheit oder in der Volumeneinheit enthaltenen Salzmengen proportional, sondern ihr Verhältniss nimmt zunächst ab und dann wieder zu. Dies Verhalten lässt sich nur daraus erklären, dass die osmotische Triebkraft in einem anderen Verhältniss zunimmt, als die Concentration, da sie von der Constitution der Diffusionszone und der Wasser anziehenden Kraft der Salztheilchen abhängt. Da in sehr verdünnten Lösungen sich die Molecüle einer weiter zugesetzten Salzmenge in wesentlich gleicher Weise mit Wasser vereinen, wie die bereits vorhandenen, so wird die ursprüngliche langsamere Steigung von *e* von der Constitution der Diffusionszone bedingt sein, während das nachherige schnellere Wachsthum von der Anhäufung nicht gesättigter Molecüle herrührt. Wie indess beide Factoren zusammenwirken, ist noch nicht zu erkennen.

Im Einklang mit Graham und entgegen den Angaben

von Baranetzky zeigten einige Versuche dem Verfasser, dass die Diffusion von Lösungen von Krystalloiden durch Zusatz zähflüssiger Colloide im allgemeinen nur wenig verlangsamt wird.

Bei der Filtration unter Druck ergab sich, dass die Ausflussmenge proportional der Druckhöhe ist (bei einer Versuchsreihe lagen die Drucke zwischen 210,2 und 37,8 cm Quecksilber und die Quotienten aus Druckhöhe in Filtrationsmenge zwischen 1,033 und 0,982); es verhalten sich also die Niederschlagsmembranen, wie auch bei der Kleinheit der Poren zu erwarten war, wie Capillarröhren.

Für die osmotische Druckhöhe ergibt sich ohne weiteres, dass ein gelöster Stoff nur dann seine maximale constante Leistung hervorbringt, wenn er nicht diosmirt. Dies zeigen die folgenden, bei Anwendung 6⁰/₀-iger Lösungen und verschiedener Membranen erhaltenen Druckhöhen.

	Pergamentpapier.	Thierblase.	Cu_2FeCy_6.
Gummi arabicum	17,9 cm Hg	13,2 cm	25,9 cm
Flüssiger Leim	21,3 „ „	15,4 „	23,7 „
Rohrzucker	29,0 „ „	14,5 „	287,7 „
Salpeter	20,4 „ „	8,9 „	?(700) „

Der für Salpeter gefundene Werth 700 ist nicht direct beobachtet worden, sondern aus den für andere Concentrationen gefundenen berechnet. Dass die Krystalloide in Ferrocyankupfermembranen so beträchtlich höheren Druck erzeugen, als Colloide, während ihre Leistung in Thierblase und Pergamentpapier sich denen der ersteren nähert, beruht auf der leichten Diosmose der Krystalloide durch die beiden letzten Membranen. Da indess auch Salpeter durch Cu_2FeCy_6 diosmirt, so gibt 700 noch nicht seine maximale osmotische Leistung.

Ein relatives Maass für die Porenweite lässt sich aus den Druckhöhen nicht ableiten, da auch die Qualität der Membranen mit in Betracht kommt.

Wie gering die von den Colloiden in Ferrocyankupfer-

membranen erzeugten Druckhöhen, *O* sind, zeigt auch die folgende Tabelle.

1%-ige Lösungen.	*O*	Zucker = 1.	Einstrom, Zucker = 1.
Rohrzucker	47,1	1	1
Gummi arabicum	6,5	0,138	0,14
Dextrin	16,6	0,352	—
Salpeter	175,8	3,733	4,61
Kalisulfat	192,3	4,083	4,39

Bei nicht diosmirenden Zucker- und Gummi-Lösungen stehen Druckhöhe und Einstrom in nahe demselben Verhältniss; bei den diosmirenden Salzen ist erstere relativ beträchtlich kleiner, als letztere, wie auch vorauszusehen war.

Eine einfache Beziehung zwischen Druckhöhe und Diffusionsgeschwindigkeit kann auch nicht erwartet werden, nur werden im allgemeinen schnell diffundirende Körper in Niederschlagsmembranen auch grosse Druckhöhen erzeugen, also die Krystalloide grössere, als die Colloide.

Ferner macht der Verf. darauf aufmerksam, dass, solange ein Körper nicht diosmirt, die Druckhöhe, unabhängig von der Grösse der in der Membran vorhandenen Zwischenräume und deren Dicke, stets dieselbe bleiben muss. Die osmotische Triebkraft bleibt constant, dagegen nimmt die Ausgiebigkeit der Wasserbewegung mit Abnahme der Dicke und Erweiterung der Zwischenräume zu, aber für Ein- und Ausstrom, die gleiche Widerstände zu überwinden haben, in gleicher Weise.

Wird die Temperatur erhöht, so werden, wenn keine chemischen Wirkungen auftreten, in der Membran die mittleren Abstände der näheren Bestandtheile so wie auch der zum Tagma aggregirten Molecüle sich vergrössern, zugleich auch Cohäsion, Viscosität und Adhäsion zwischen Flüssigkeit und Wand sich vermindern. Für Körper, die bei keiner Untersuchungstemperatur diosmiren, wird mit steigender Temperatur bei der gleichen Triebkraft die Wasserbewegung gesteigert, aber die Druckhöhe kann sich, da die Widerstände und Bahnen für Ein- und Ausstrom gleich sind,

kaum ändern; eine Druckerhöhung wird also in unserem Fall eine Steigerung, eine Senkung eine Verminderung der osmotischen Triebkraft anzeigen. Versuche mit 1%-iger Rohrzucker- und 14%-iger Gummiarabicum-Lösung ergaben, dass mit der Temperatur die Druckhöhe etwas steigt, bei ersterer zwischen 6,8 und 36° von 50,5 bis 56,7 cm, bei letzterer zwischen 13,3 und 36,7° von 69,2 bis 72,4 cm. Dagegen nimmt der osmotische Wasserstrom beträchtlich zu. Bei einer 5%-igen Zuckerlösung betrug die per Stunde durch den Einstrom bewirkte Steigung im Messrohr bei 7,1° 5,9 mm, bei 17,6° 9,4 mm, bei 32,5° 13,3 mm.

Die Diosmose eines bestimmten Stoffes wird durch Vergrösserung der mittleren Abstände der Membran möglicherweise erst eingeleitet, sie wird aber sicher mit der Temperatur zunehmen, indem die lebendige Kraft der Molecüle vergrössert wird; auch kann die Constitution der Grenzschicht sich mit der Temperatur ändern.

Dissociationen werden eine grössere osmotische Leistungsfähigkeit, also auch grössere Druckhöhen bedingen, da die Grösse der Molecüle der Osmose entschieden ungünstig ist; so zeigten Salze, bei denen eine zunehmende Dissociation beim Erwärmen wahrscheinlich erschien, bei steigender Temperatur merkliche Drucksteigerungen, z. B. weinsaures Natrium-Kalium, Zucker-Chlornatrium; auch dadurch kann die Dissociation von grossem Einfluss werden, dass colloide Körper sich in krystalloide verwandeln, die ja wesentlich höhere osmotische Leistungen zeigen.

Die Aenderungen der Qualität der Membran durch Licht und Wärme oder Zwischenlagerung fremder Substanzen sind noch kaum untersucht. Für alle weiteren Einzelheiten und vor allem die experimentellen Belege muss nochmals auf das Original verwiesen werden.

E. W.

III. *Karl Karmarsch*, *Untersuchungen über die Gesetzmässigkeit der Volumenänderungen bei Metallegirungen und Mischungen von Flüssigkeiten* (Dingler J. CCVI. p. 329—337. 441—455. 561—562. 1877.).

Die beim Mischen zweier Flüssigkeiten von verschiedenem specifischem Gewichte, des Alkohols, einiger Säuren, Alkalien, Salze und des Zuckers mit Wasser, so wie beim Zusammenschmelzen zweier Metalle, Silber und Kupfer, Zinn und Blei, der Regel nach eintretende Volumenänderungen, werden vom Verf. genauer beobachtet, und eingehender die dabei waltenden Gesetze studirt. Er leitet aus denselben die folgenden allgemeinen Resultate ab.

1) In der Regel tritt bei den Metallgemischen Ausdehnung, bei wässerigen Mischungen Zusammenziehung ein.

2) Zur übersichtlicheren Darstellung der durch eine ganze Reihe quantitativ verschiedener Mischungen ermittelten Volumenänderungen ordnet man die Mischungen nach steigendem Mengenantheil des einen Bestandtheils.

3) Es zeigt sich dabei entweder durchweg Zusammenziehung, oder durchweg Ausdehnung, oder, wenn auch selten, wie z. B. beim Vermischen von Ammoniakflüssigkeit mit Wasser, theils Zusammenziehung und theils Ausdehnung.

4) In einer solchen Reihe steigt die Volumenänderung von den beiden Enden nach dem Inneren der Reihe zu.

5) Weisen vollständige Reihen nur Zusammenziehung auf, so wachsen die Procentzahlen derselben von den Enden bis zu einem nahe an der Mitte der Reihe gelegenen Punkte der grössten Zusammenziehung; von ihm aus nimmt, freilich nicht in gleicher Weise, die Zusammenziehung nach beiden Enden, oft bis zum gänzlichen Verschwinden ab.

6) Bieten Reihen durchgehends Ausdehnung dar (Zinn und Blei, Kupfer und Silber), so steigt dieselbe anfangs von beiden Enden nach dem Innern der Reihe zu, hält dann aber in diesem Steigen beiderseitig an je einem

gewissen Punkte inne, um von hier an in beiden Richtungen wieder abzunehmen und nahe bei der Mitte ein Minimum der Ausdehnung zu zeigen, das selbst Null wird.

7) Neben der in 2) erklärten Reiheberechnung führt der Verf. eine Stufenberechnung ein. Dieselbe geht von einem Gliede der Reihe zum nächstfolgenden und ermittelt diejenige Menge der einen Substanz, welche zur Verwandelung einer ganz bestimmten Mischung in die zunächst folgende erforderlich ist. Das theoretische specifische Gewicht der letzteren ergibt sich aus der Menge des Zusatzes von bekanntem specifischem Gewichte und dem beobachteten specifischem Gewichte der mit diesem Zusatze versehenen Mischung. Je nachdem man von dem einen oder anderen Ende der Reihe mit dieser stufenweisen Vermischung ausgeht, erhält man verschiedene Resultate und sonach auch eine absteigende oder eine aufsteigende Stufenberechnung.

8) Einen Maasstab für das Verhältniss zwischen der Menge des Zusatzes und der durch ihn bewirkten Volumenänderung, d. h. für die von verschiedenen Mengen des Zusatzes geäusserte zusammenziehende oder ausdehnende Kraft erhält man durch den Quotienten, welcher aus der Zusatzmenge durch die Procentzahl der Volumenänderung resultirt. Diese Kraft nimmt mit wachsendem Zusatze ab, ändert sich aber bei qualitativ verschiedenen Mischungen in sehr ungleichem Maasse.

Zur Erläuterung dieser Resultate theilen wir die folgende Tabelle mit, die zugleich äusserst sorgfältige Messungen des Verfassers selbst an Silber-Kupfer-Legirungen enthält. Seinen Berechnungen liegt das specifische Gewicht des reinen Silbers =10,547 und des reinen Kupfers =8,956 zu Grunde.

Die Bedeutung der Columnen *A* bis *D* der Tabelle ist unmittelbar klar. Columne *E* ist aus *B* oder *C* und aus den specifischen Gewichten der beiden unvermischten Metalle abgeleitet, und die Vergleichung von *E* mit *D* ergibt die Zahlen der Columne *F*. Man bememerkt das Minimum der Ausdehnung bei Nr. 6 und das regelmässige Steigen

Silber-Kupfer-Legirungen.

Nummer.	Feingehalt Grän.	Theile Kupfer auf 100 Silber.	Theile Silber auf 100 Kupfer.	Specifisches Gewicht gefunden.	Reiheberechnung. Specifisches Gewicht berechnet.	Reiheberechnung. Ausdehnung Proc.	Stufenberechnung absteigend. Theile Kupfer zu 100 des überstehenden Gliedes.	Stufenberechnung absteigend. Specifisches Gewicht berechnet.	Stufenberechnung absteigend. Ausdehnung Proc.	Stufenberechnung aufsteigend. Theile Silber zu 100 des unterstehenden Gliedes.	Stufenberechnung aufsteigend. Specifisches Gewicht berechnet.	Stufenberechnung aufsteigend. Ausdehnung Proc.	Ausdehnende Kraft von Kupfer $\frac{B}{F}$	Ausdehnende Kraft von Silber $\frac{C}{F}$
	A	*B*	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*	*H*	*I*	*K*	*L*	*M*	*N*	*O*
1	265	8,68	1152	10,358	10,399	0,40	8,68	10,399	0,396	33,68	10,364	0,058	21,7	2880
2	257,25	11,95	837	10,304	10,351	0,46	3,01	10,311	0,068	78,00	10,328	0,233	26	1819
3	233,25	23,47	426	10,164	10,203	0,39	10,28	10,162	(0,020)	31,51	10,176	0,118	60	1092
4	216	33,33	300	10,065	10,098	0,33	7,99	10,063	(0,020)	34,72	10,080	0,149	101	909
5	191	50,78	197	9,927	9,951	0,24	13,09	9,923	(0,040)	11,07	9,934	0,070	211	821
6	180,25	59,78	167	9,870	9,890	0,20	5,96	9,867	(0,030)	16,95	9,867	(0,030)	299	835
7	162	77,78	129	9,761	9,786	0,26	11,27	9,769	0,082	11,52	9,762	0,012	299	496
8	147,5	95,25	105	9,679	9,706	0,28	9,84	9,683	0,041	3,20	9,676	(0,031)	340	375
9	143	101,4	98,6	9,650	9,681	0,32	3,12	9,655	0,052	14,34	9,648	(0,021)	317	308
10	122,2	135,7	73,7	9,532	9,568	0,38	17,01	9,543	0,115	9,82	9,528	(0,042)	357	194
11	105,9	171,9	58,2	9,439	9,482	0,45	15,39	9,451	0,127	5,38	9,436	(0,032)	382	129
12	96,1	199,7	50,1	9,383	9,430	0,50	10,19	9,392	0,096	4,43	9,378	(0,053)	399	100
13	87,6	228,8	43,7	9,333	9,386	0,57	9,70	9,344	0,118	1,51	9,333	0	401	77
14	84,6	240,4	41,6	9,317	9,371	0,58	3,57	9,320	0,032	10,42	9,309	(0,086)	414	72
15	64,6	345,8	28,9	9,203	9,269	0,72	—	—	—	—	—	—	480	40
16	63,4	354,2	28,2	9,196	9,264	0,74	33,44	9,224	0,304	28,22	9,264	(0,739)	479	38

derselben nach den beiden Seiten hin bis an die Maximalpunkte bei Nr. 2 und 16. Die Columne *G* zeigt an, dass 8,68 Theile Kupfer nöthig sind, um 100 Theile unvermischtes Silber in die Legirung Nr. 1, ferner 3,01 Th. Kupfer, um 100 Th. von Nr. 1 in Nr. 2, 10,28 Th. Kupfer, um 100 Th. von Nr. 2 in Nr. 3 zu verwandeln, u. s. f. In Columne *H* ist das theoretische specifische Gewicht dieser sämmtlichen Legirungen aus bekannten Mengen und von bekanntem specifischem Gewicht berechnet. Durch Vergleichen der Zahlen in Columne *H* mit denen der Columne *D* resultirt der Inhalt der Columne *I*. Die hier eingeklammerten Zahlen bedeuten nicht Procente der Ausdehnung, sondern der Zusammenziehung. Die Columne *K* ist der Columne *G* analog, beginnt aber unten und drückt aus, dass Nr. 16 aus 100 Th. Kupfer und 28,22 Th. Silber entsteht, Nr. 14 aus 100 Th. von Nr. 16 und 10,42 Th. Silber; Nr. 13 aus 100 Th. von Nr. 14 und 1,51 Th. Silber u. s. f. In Columne *L* sind die theoretischen specifischen Gewichte der so erhaltenen Gemische berechnet, und die Vergleichung dieser Columne *L* mit der die wirklich gefundenen spec. Gewichte angebenden Columne *D* ergibt die Ausdehnung, auf Procente berechnet, in Columne *M*, wobei die eingeklammerten Zahlen wieder Procente Zusammenziehung bedeuten. Nach den in den Vorbemerkungen unter 8) erfolgten Auseinandersetzungen bedürfen die letzten beiden Columnen, *N* und *O* keiner weiteren Erklärung.

Für die Zahlenangaben bei den übrigen Substanzen müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen. N.

IV. ***A. S. Kimball.*** ***Ueber gleitende Reibung bei kleinen Geschwindigkeiten*** (Sill. J. (3) XV. p. 192—195. 1878.).

In den Versuchen von Jenkin und Ewing (Beibl. I. p. 383) über die Reibung zwischen Stahl und Stahl [1]) sieht der Verf. eine Bestätigung des von ihm früher aufgestellten

1) Es ist dort p. 384. Z. 4 v. u. Abnahme statt Zunahme zu lesen.

Reibungsgesetzes (Beibl. I. p. 334), nach dem der Reibungscoëfficient mit wachsender Geschwindigkeit bis zu einem Maximum zunimmt, um dann wieder abzunehmen, und zwar, wie neuere Versuche zeigten, zu einem constanten Endwerth. Die untersuchte Reibung fand zwischen geöltem Eisen und Eisen statt, und es ergaben sich folgende Reibungscoëfficienten *a* bei den beistehenden Geschwindigkeiten, *V* in Fuss und Minute.

V	1′	3′	5′	7′	10′	15′	20′	30′	40′	60′	80′	100′
a	0,150	0,122	0,104	0,093	0,079	0,066	0,058	0,054	0,053	0,052	0,051	0,050

Mit zunehmendem Druck zeigte sich bei grossen Drucken eine schwache Abnahme des Reibungscoëfficienten.

E. W.

V. ***T. Pisani.*** *Ein neuer Apparat zur Bestimmung der Dichte* (C. R. LXXXVI. p. 350—352. 1878.).

Der Apparat ist ein sehr einfaches Volumeter. An eine 5 ccm fassende Flasche, die durch einen durchbohrten Glasstöpsel verschlossen ist, ist seitlich unter einem Winkel von 45^0 ein Capillarrohr angeschmolzen. Man füllt zunächst die Flasche vollständig mit Wasser, indem man mit dem Finger die Oeffnung des Stöpsels verschliesst und bestimmt den Stand der Flüssigkeit im Capillarrohr; dann bringt man den vorher gewogenen zu untersuchenden festen Körper in das Glas, setzt den Stöpsel wieder auf, neigt das ganze so, dass die Flüssigkeit wieder bis an das Ende der Durchbohrung des Stöpsels reicht und erhält aus der Verschiebung des Flüssigkeitsfadens das Volumen des festen Körpers.

E. W.

VI. ***Franz Exner.*** *Ueber die Diffusion der Dämpfe durch Flüssigkeitslamellen* (Wien. Ber. LXXV. Febr.-Heft 1877. Separatabz. p. 1—24.)

In einer früheren Abhandlung über den „Durchgang der Gase durch Flüssigkeitslamellen“ [1]) hat Hr. Exner

1) Wien. Ber. LXX. 1874.

gezeigt, dass die Geschwindigkeit a, mit welcher eine Seifenlamelle von einem Gase durchdrungen wird, proportional dem Ausdruck $\frac{c}{\sqrt{\delta}}$ ist, wo δ die Dichte des Gases, c den Absorptionscoëfficienten der Flüssigkeit für das betreffende Gas bezeichnet. Dieses Gesetz hat der Verf. neuerdings auch für die Diffusion von Dämpfen leicht flüchtiger Flüssigkeiten geprüft und bestätigt gefunden.

Um den Diffusionscoëfficienten der Dämpfe in Bezug auf Luft zu bestimmen, wurde, wie früher, in eine cylindrische, etwa 6 mm weite, in Millimeter getheilte Glasröhre, deren eines Ende durch eine Platte verschlossen war, eine Lamelle aus einer sehr verdünnten Lösung von Marseiller Seife in Wasser bis zu einem passenden Stande, V_1 eingezogen, und dieses Diffusionsrohr in eine mit der äusseren Luft communicirende Flasche eingeführt. Letztere enthielt eine so grosse Menge einer Flüssigkeit, dass sie beständig bei der herrschenden Temperatur mit dem Dampf derselben gesättigt blieb, der sich theilweise gegen die Luft des Diffusionsrohres austauschte. Die Seifenlamelle rückte dann continuirlich vorwärts oder rückwärts, bis bei einem zweiten constanten Stande derselben, V_2 auch die Luft innerhalb des Diffusionsrohres sich mit dem Dampf gesättigt hatte. Dabei war die Temperatur auf beiden Seiten der Lamelle die gleiche und wurde durch ein in die Flasche gesenktes Thermometer gemessen. Bezeichnet bei derselben s die Spannung des Dampfes, b den Barometerstand, so hat sich gegen das Dampfvolumen V_2 unter dem Drucke s das Volumen $\left(V_1 - V_2 . \frac{b-s}{b}\right)$ Luft unter dem Drucke b ausgetauscht. Wird also auch letzteres auf den Druck s bezogen, so ergibt sich der Diffusionscoëfficient, α des Dampfes gegen Luft bei der Versuchstemperatur:

$$\alpha = \frac{V_2}{V_2 + (V_1 - V_2)\frac{b}{s}}.$$

Für Versuche bei höheren Temperaturen wurde die die Flüssigkeit enthaltende Flasche in einem Wasserbade

mit gläsernen Wänden, so dass der Stand der Lamelle sichtbar blieb, erhitzt und die Temperatur durch ein in das Wasserbad getauchtes Thermometer gemessen. Auf dieselbe musste auch das bei Zimmertemperatur beobachtete Volumen V_1 reducirt werden. Die Seifenlamellen ertrugen nur selten hohe Temperaturen und den raschen Verlauf der Diffusion bei denselben. Auch durch die Einwirkung von Schwefeläther und Benzin wurde ihre Haltbarkeit wesentlich beeinträchtigt, und mit Terpentinöl gingen die Versuche, die bei Schwefelkohlenstoff und Chloroform etwa 10 Minuten, bei Benzin 4 Stunden beanspruchten, so langsam vor sich, dass keine Lamelle bis zu Ende aushielt. Hier liess sich das Eindringen des Dampfes in das Diffusionsrohr nur nach Herausnahme desselben aus der Flasche constatiren, indem die dort zurückgezogene Lamelle, ebenso wie beim Benzin, in der freien Luft wie der auf ihren Anfangsstand zurückkehrte. Für die andern Dämpfe wurden bei verschiedenen Temperaturen, t die folgenden Werthe der Diffusionscoëfficienten α erhalten.

Schwefelkohlenstoff.				Chloroform.		Aether.		Benzin.	
t	α	t	α	t	α	t	α	t	α
— 3,1	3,3	18,7	3,7	3,7	1,6	— 0,3	3,3	20,0	0,11
— 1,5	3,4	18,7	3,7	10,0	2,2	10,0	3,8		
— 0,8	3,6	23,0	3,8	20,5	3,4	17,5	4,0	Alkohol.	
— 0,3	3,5	25,2	3,8	„	3,4	19,5	4,6	t	α
8,2	3,7	30,2	4,3	„	3,6	19,7	4,8	20	1,0
12,7	3,8	30,7	4,3	„	3,5	21,8	5,0	50,0	1,0
17,5	3,7	33,5	4,4	„	3,5	26,2	5,0		
17,7	3,7	40,7	4,4	„	3,4	Siedetemp.	5,2		
17,7	3,9	43,0	5,0	„	3,4				
		Siedetemp.	11,6	28,2	3,8				
				34,0	4,7				
				41,0	5,3				

Die Absorptionscoëfficienten für die verschiedenen Dämpfe wurden nach der Bunsen'schen Methode durch Schütteln der Seifenlösung und Luft, die immer mit Dampf gesättigt war, daher öfters erneuert werden musste, in einem calibrirten Rohre ermittelt. Wie bei den Gasen, so stimmte auch bei den Dämpfen die Absorption der Seifen-

lösung mit der von reinem Wasser innerhalb der Beobachtungsfehler überein. Für einen jeden Dampf wurden mehrere Bestimmungen der Absorption durch Wasser, alle bei der Temperatur von 22° ausgeführt. Die aus den n einzelnen Werthen, deren kleinster und grösster, C_1 und C_2 in der folgenden Tabelle mit angegeben sind, erhaltenen Mittelwerthe, C der Absorptionscoëfficienten, d. h. der von einem Volumen Wasser absorbirten Anzahl Dampfvolumina, die unter dem der Spannung bei 22° entsprechenden Partialdrucke stehen, wurden dann zur Vergleichung mit dem von Bunsen angegebenen Absorptionscoëfficienten des Wassers für Luft bei 22° auf den Druck von 760 mm bezogen. Aus dem so reducirten Absorptionscoëfficienten, c und den Dampfdichten, δ wurden die Ausdrücke $\frac{c}{\sqrt{\delta}}$ gebildet, und alle durch den für Luft erhaltenen dividirt. Die auf diese Weise berechneten Werthe von α zeigen mit den direct beobachteten eine befriedigende Uebereinstimmung. Nur für Aetherdampf findet eine gänzliche Abweichung der Werthe statt, welche der Verf. einer fehlerhaften Bestimmung des Absorptionscoëfficienten zuschreibt, die er aus der Löslichkeit des Aethers in Wasser erklärt.

	n	$C_1 - C_2$	C	c	δ	$\frac{c}{\sqrt{\delta}}$	α berechnet.	α beobachtet.
Luft (n. Bunsen)	-	—	—	0,017	1,00	0,017	1,0	—
Schwefelkohlenstoff	6	0,24 — 0,27	0,26	0,110	2,645	0,067	3,9	3,8
Chloroform	4	0,46 — 0,50	0,49	0,110	4,14	0,054	3,3	3,5
Aether	5	11,5 —11,8	11,58	6,5	2,58	4,00	235,0	5,0
Alkohol	3	0,32 — 0,34	0,33	0,021	1,61	0,0166	0,98	1,0
Benzin	3	0,037— 0,040	0,0383	0,0038	2,77	0,0022	0,13	0,11
Terpentinöl	3	0,031— 0,022	0,0213	0,000125	4,76	0,00006	0,003	<1

E. L.

VII. ***Johann Pranghe. Ueber Diffusion von Gasen durch Flüssigkeitslamellen*** (Inauguraldissertation p. 7—38. 1877.).

Zur Prüfung des von Exner aufgestellten Gesetzes hat Hr. Pranghe die Diffusion verschiedener Gase durch dünne Lamellen von Seifenlösung und von Leinöl untersucht, indem er im wesentlichen das gleiche Verfahren, wie Exner, anwandte. Das Diffusionsrohr, welches stets mit dem offenen Ende nach unten aufgestellt war, um die Ansammlung von den Wänden abgelaufener Flüssigkeit zu verhüten, war 7 mm weit, 80, resp. 96 mm lang.

Die Seifenlösung bestand aus einer filtrirten kalten Auflösung von 1 Gewichtstheil trockener, fein zerschnittener Marseiller Seife in 60 bis 80 Gewichtstheilen destillirten Wassers. Vor jedem Versuche wurden die Wände des gut gereinigten Diffusionsrohres mit der Lösung vollständig benetzt und dann erst eine Lamelle eingezogen; während des Versuches lief dann der grösste Theil der Flüssigkeit von den Wänden ab, und die Lamelle wurde allmählich dünner, was durch eine kleine Verringerung des abgeschlossenen Volumens bemerkbar war. Bei Wasserstoff, welcher die Lamellen ziemlich stark angriff, sank mit zunehmender Dicke derselben die Diffusionsgeschwindigkeit gegen Luft von 4,24 auf 3,3, diejenige des Sauerstoffs änderte sich beträchtlich mit der Reinheit des Gases, das daher zu den Hauptversuchen durch Erhitzen aus reinem chlorsaurem Kali entwickelt wurde. Wie die folgende Tabelle zeigt, stimmen die für die Seifenlamellen beobachteten Diffusionsgeschwindigkeiten, α mit den nach dem Exner'schen Gesetz berechneten überein; dabei sind für die Absorptionscoëfficienten die von Bunsen für reines Wasser gegebenen Werthe angenommen. Die beobachteten Diffusionsgeschwindigkeiten sind die Mittelwerthe aus n bei der durchschnittlichen Temperatur t angestellten Beobachtungen, deren kleinster und grösster Werth, α_1 und α_2 mit aufgeführt ist. Zum Vergleich sind die von Exner erhaltenen Werthe hinzugefügt.

Seifenlamellen.

Gas.	Pranghe.						Exner.			
	t	n	$\alpha_1 - \alpha_2$	α beob.	α ber.	Diff.	t	α beob.	α ber.	Diff.
Luft	—	—	—	—	1	—	—	—	1	—
Leuchtgas	15,5°	10	2,15—2,38	2,28	—	—	18°	2,27	2,12	+0,15
Wasserstoff	24°	8	4,10—4,56	4,24	4,39	—0,15	13°	3,77	3,89	—0,12
Sauerstoff	21—22°	6	1,77—1,79	1,78	1,59	+0,21(?)	15°	1,95	1,60	+0,35

Die Lamellen aus reinem, ungekochtem Leinöl besassen eine grosse Dauerhaftigkeit, wenn die Wände des sorgfältig gereinigten Diffusionsrohres durch längere Berührung mit dem Leinöl vollständig benetzt, und die Gase durch Chlorcalcium getrocknet waren; sie widerstanden sogar den sehr schnell diffundirenden Gasen Kohlensäure und Stickoxydul. Mit zunehmender Dicke der Leinöllamellen sank die Diffusionsgeschwindigkeit aller Gase gegen Luft beträchtlich. Die Absorption der Gase durch das durch Evacuiren bis auf 4 mm möglichst von Luft befreite Leinöl wurde nach der Bunsen'schen Methode gemessen, wobei darauf zu achten war, dass nicht durch Unreinigkeiten des Quecksilbers im Absorptiometer sich ein dunkler Niederschlag bildete, und beim Oeffnen desselben sich ansetzende Wasserbläschen eine mehr oder minder weissliche Färbung des Leinöls herbeiführten. In der folgenden Tabelle bedeutet α die aus n zwischen den Grenzwerthen α_1 und α_2 liegenden Beobachtungen bei der Temperatur t erhaltenen Diffusionsgeschwindigkeiten gegen Luft, C die aus m Versuchsreihen zwischen C_1 und C_2 bei der mittleren Temperatur τ erhaltenen Absorptionscoëfficienten, δ die Dichte der Gase.

Leinöllamellen.

Gas.	t	n	$\alpha_1 - \alpha_2$	α	τ	m	$C_1 - C_2$	C	δ	$\frac{C}{\sqrt{\delta}}$
Leuchtgas	21,5°	9	2,70— 2,81	2,76	23—24°	3	0,0866 —0,0885	0,0875	0,48	0,12629
Kohlensäure	23°	10	16,02—17,30	16,78	23—24°	6	1,0160 —1,1313	1,0659	1,52	0,86455
Wasserstoff	21,5°	22	2,76— 2,91	2,85	22°	2	0,00308—0,00312	0,0031	0,069	0,01180
Sauerstoff	22,6°	2	1,78— 1,78	1,78	—	—	—	—	—	—
Stickoxydul	25°	5	16,55—17,14	16,80	25°	2	1,5736 —1,6255	1,5995	1,526	1,29481

Die Werthe von α und der Ausdruck $\frac{C}{\sqrt{\delta}}$ stehen hiernach zwar in einem gewissen Zusammenhang, doch weicht ihr Verhältniss für die verschiedenen Gase, das nach dem Exner'schen Gesetze constant sein müsste, mehr von einander ab, als die Beobachtungsfehler erklären können, und ist besonders für Wasserstoff von den übrigen ganz verschieden. Der Verf. wendet daher die von Bunsen für die Diffusion durch poröse Diaphragmen gegebene Theorie auch auf flüssige Diaphragmen an, durch welche ein bestimmtes Anfangsvolumen, S_o eines Gases, z. B. Stickoxydul, abgeschlossen wird, das sich dann gegen die Luft der Atmosphäre austauscht. Bezeichnet S und L das zur Zeit t im Diffusionsrohr enthaltene Volumen Stickoxydul und Luft und V ihr Gesammtvolumen, so dringen in dasselbe im Zeitelement dt, da die Luft jenseits der Lamelle den Partialdruck 1 und das Stickoxydul den Partialdruck o besitzt, die Volumina ein:

$$dL = \frac{S}{S+L} c_1 \, dt, \qquad dS = -\frac{S}{S+L} c_2 \, dt,$$

wo c_1 und c_2 die Reibungscoëfficienten für Luft und Stickoxydul in Leinöl sind. Ihr Verhältniss: $-\frac{dL}{dS} = \frac{c_1}{c_2} = \gamma$ ist also constant, und es ergibt sich durch Integration und Einführung von V:

$$c_2 t = S_o - V + \gamma S_o \log \frac{S_o - \gamma S_o}{V - \gamma S_o}.$$

Zu verschiedenen Zeiten t beobachtete Werthe von V müssen also aus dieser Gleichung den gleichen Werth von c_2 ergeben, oder wenn man mit dem Verf. aus ihrem Mittelwerth und zwei aufeinanderfolgenden Beobachtungen, V_1 und V die entsprechende Zeitdifferenz $(t_1 - t)$ nach der Gleichung:

$$c_2 (t_1 - t) = V - V_1 + \gamma S_o \log \frac{V - \gamma S_o}{V_1 - \gamma S_o}$$

berechnet, muss dieselbe mit der beobachteten übereinstimmen. In zwei, hier auszüglich mitgetheilten Versuchsreihen für die Diffusion von Luft gegen Stick-

oxydul wurde $\gamma = 1 : \alpha = 1 : 16{,}8 = 0{,}05952$ angenommen und die in Wirklichkeit 15 Secunden betragende Zeitdifferenz $(t_1 - t)$ aus den Mittelwerthen $c_2 = 0{,}2537$ und 0,1962 berechnet.

t:	0	15	30	60	90	120	150	165″
V:	96,0	92,0	88,2	81,0	74,0	67,0	60,1	56,8
c_2:	—	—	0,2674	0,2575	0,2521	0,2497	0,2477	0,2461
$t_1 - t$:	—	—	15,42	14,24	14,28	14,34	13,99	13,62

t:	0	10	40	70	85	115	145	175	205	235	265	310″
V:	96,0	94,0	88,0	82,2	79,5	74,0	68,6	63,3	58,0	52,9	47,6	40,1
c_2:	—	0,2056	0,2057	0,2030	0,2000	0,1973	0,1965	0,1932	0,1920	0,1902	0,1898	0,1874
$-t$:	—	(15,73)	15,74	14,73	14,21	14,78	13,76	14,34	14,40	13,40	14,55	(13,33)

Aus diesen Werthen zieht der Verf. das Resultat, dass für die Diffusion der Gase durch Leinöllamellen die Bunsen'sche Theorie anwendbar ist, während ihre Diffusionsgeschwindigkeit durch Seifenlamellen dem von Exner aufgestellten Gesetz entspricht.

E. L.

VIII. ***D. Tommasi.*** *Physikalisch-chemische Untersuchungen über die verschiedenen allotropen Zustände des Wasserstoffs* (Rendic. Lomb. X. fasc. 15 u. 16. p. 1—23. 1877.).

IX. — *Reduction der Chlorate in Chloride ohne Mitwirkung des hypothetischen Status nascendi des Wasserstoffs* (ibid. fasc. 19, p. 1—11. 1877.).

Um die bisherige Annahme eines eigenthümlichen Wasserstoffs in statu nascendi zu umgehen, nimmt der Verf. an, dass der bei verschiedenen Processen sich bildende Wasserstoff verschiedene Wärmemengen enthalte, und dass er, je grösser dieselben sind, um so reactionsfähiger wird. Er hat mit Rücksicht hierauf besonders die Reductionen der Chlorate studirt und glaubt, dass diese von dem „thermischen Wasserstoff" oder dem Metall, das zum Entwickeln des Wasserstoffs plus oder minus einer bestimmten Wärmemenge gedient hat, bedingt sind. Ferner findet er, dass, wenn man auf ein Chlorat ein Metall wirken

lässt, das an Stelle des Metalles im Chlorat treten kann, die Reduction desselben niemals vollständig eintritt, sondern nur partiell oder gar nicht; dass die Menge des reducirten Chlorates der bei der Substitution des einen Metalles an Stelle des anderen entwickelten Wärmemenge proportional ist; dass der Wasserstoff, der sich bei der Zersetzung des Wassers durch Natriumamalgam bildet, nicht auf die Chlorate wirkt, mögen sich diese in saurer oder neutraler Lösung befinden. Dies soll ein weiterer Beweis dafür sein, dass die Reduction der Chlorate nicht durch den Status nascendi der Körper bedingt ist.

Die Reduction der Chlorate ist direct proportional der Zeit und der Temperatur. Die Verdünnung der Lösung der Chlorate ist ohne Einfluss auf ihre Reduction. Dieselbe ist auch deshalb nicht durch das nascirende Metall bedingt, weil sonst bei Substitution des Zinks und des Cadmiums an Stelle des Kupfers in den Chloraten eine gleiche Menge derselben reducirt werden müsste, was nicht der Fall ist.

E. W.

X. ***A. Wischnegradsky.*** ***Ueber verschiedene Amylene und Amylalkohole*** (Liebig Ann. CXC. p. 328—366. 1877.).

Der Verf. zeigt, dass der meist als Isobutylcarbinol angesehene Gährungsamylalkohol mindestens aus drei primären Alkoholen besteht: Isobutylcarbinol, normalem Amylalkohol und Methyläthylcarbincarbinol. Nur der letztere ist optisch activ.

Das aus Gährungsamylalkohol mittelst Chlorzinks bereitete Amylen enthält wahrscheinlich die drei Amylene: Trimethyläthylen, unsymmetrisches Methyläthyläthylen und Normalpropyläthylen. Früher hielt man dies gewöhnliche Amylen für Isopropyläthylen; doch kommt das letztere im gewöhnlichen Amylen gar nicht vor; wahrscheinlich lagert es sich sofort bei seiner Bildung in Trimethyläthylen um. Aus Gährungsamyljodür erhält man zwei Amylene: Isopropyläthylen und unsymmetrisches Methyläthyläthylen.

In der folgenden Tabelle bedeutet Sp. Siedepunkt,

Fp. Schmelzpunkt, *D* die Dichte bei 0°, *α* den Ausdehnungscoëfficienten zwischen 0° und + 19°.

Substanz.	Sp.	Fp.	*D*	*α*
Dimethyläthylcarbinol	102,5°	—12	0,827	0,00109
Dessen Chlorid	86°		0,889	0,00112
„ Jodid	127—128°		1,524	0,00101
Methylisopropylcarbinol	112,5°		0,833	0,00096
Zugehör. Keton	94—96°		0,822	0,00113

Ferner sind beobachtet die Siedepunkte von: Methylnormalpropylcarbinol 117,5—119°, dessen Jodid 143—145°, dessen Keton 101—103°; Amylen aus Jodamyl 23—27°; Isopropyläthylen 21,1—21,3°; Trimethyläthylen 36°. Versuche von Eltekof bestätigen die Angaben des Verfassers.

C.

XI. ***W. Rohn. Ueber Isobutylacetessigester, Methylisamylcarbinol und Isobutylessigsäure*** (Liebig Ann. CXC. p. 305—322. 1877.).

Wie der Gährungsamylalkohol, so ist auch die aus demselben erhaltene gewöhnliche Capronsäure ein Gemenge mehrerer Isomeren. Die reine Isocapronsäure (Isobutylessigsäure) erhielt der Verf. durch Verseifen von Isobutylacetessigester durch Barytwasser. Folgende Tabelle gibt die charakteristischen Merkmale aller bekannten Capronsäuren an.

Säure.	Siedepunkt der Säure.	Siedepunkt des Aethylesters.	Calciumsalz.	Bariumsalz.
Normale Säure, aus normalem Amylcyanür.	204,5 bis 205°	165,5 bis 166°.	+ H_2O; Lösung enthält 2,707% bei 18,5°.	wohl wasserfrei, Lösung 8,50 % bei 18,5°.
Normale Säure, aus Gährungsbuttersäure.	205°	166,9 bis 167,3°.	+ H_2O, Lösung 4,4% bei 21 bis 22° (Grillone), Lösung 2,75 % bei 19,5° (Cottal).	wasserfrei, Lösung 8,3 % bei 21 — 22° (Grillone), +3 H_2O, Lösng. 11,53% bei 23° (Cottal).

Säure.	Siedepunkt der Säure.	Siedepunkt des Aethylesters.	Calciumsalz.	Bariumsalz.
Gewöhnliche Capronsäure, aus Gährungsamylalkohol.	199,7°.	160,4°.	+ 3 H_2O, Lösung 11,3% bei 18,5°.	+ 2 H_2O, Lösung 19,11 % bei 18,5°.
Isocapronsäure, a. Brenzterebinsäure.	199 bis 199,5°.	—	+ 3 H_2O, Lösung 5,48% bei 21°.	+ 1 bis 2 H_2O, Lösung 19,11 % b. 17,5°, 18,4% bei 22°.
Isobutylessigsäur. aus Isobutylessigester.	198,6 bis 199,6°.	—	wasserfrei, Lösung 9 % bei 19°.	wasserfrei, Lösung 20,3 % b. 19°, 19,95 % b. 14°.
Diäthylessigsäure aus Diäthylacetessigester.	—	151°.	—	krystallinisch.
Isopropylmethylessigsäure, aus secundär. Gährungsamylcyanür.	—	—	Schuppen, schwerer löslich in kaltem als in heissem Wasser.	—
Dimethyläthylessigsäure, aus Dimethyläthylcarbincyanür.	187°; erstarrt unter —14°.	—	feine Nadeln.	+ 5 H_2O, grosse Blätter.

C.

XII. *O. Lehmann. Ueber die physikalische Isomerie amidartiger Derivate des Hydroxylamins* (Z. S. f. Krystgr. I. p. 627—629. 1877.).

1. Tribenzhydroxylamin. Von diesem beobachtete der Verfasser 4 Modificationen. Die geschmolzene α-Modification kann leicht überkühlt werden. β schmilzt schwerer; beim Erkalten entsteht zunächst die Modification α, in der sich später β ausbildet. Wie gewöhnlich bei polymorphen Körpern, wandelt sich auch hier die leichter schmelzbare Modification α in die schwerer schmelzbare β um. Die γ-Modification ist sehr beständig; schmilzt man sie für sich und lässt erkalten, so bilden sich auch hier zuerst Sphärokrystalle von α aus, die feine Nadeln hervor-

wachsen lassen, welche sich krümmen, beim Dickerwerden wieder gerade strecken und oft mit Heftigkeit zerspringen. δ besitzt den niedrigsten Schmelzpunkt und ist die labilste Modification; diese erhielt zuerst Lehmann aus der geschmolzenen α-Modification. C.

XIII. ***E. Bourgoin.*** *Ueber die Löslichkeit einiger organischer Säuren in Alkohol und Aether* (Bull. soc. chim. XXIX. p. 242—247. 1878.).

Für die in 100 Theilen absolutem Aether, 90 procentigem und absolutem Alkohol bei 15° C. gelösten Mengen verschiedener organischer Säuren fand der Verf. die folgenden Werthe.

Säure.	Aether.	Alkohol.	90% Alk.
Oxalsäure	1,266	23,73	14,70
Bernsteinsäure	1,265	7,51	12,59
Weinsäure	0,4	25,604	41,135
Citronensäure	2,26	75,90	52,85
Gallussäure	2,56	38,79	23,31
Benzoësäure	31,35	46,68	41,62
Salicylsäure	50,47	49,63	42,09
Phtalsäure	0,684	10,08	11,70

E. W.

XIV. ***L. F. Nilson und O. Pettersson.*** *Ueber die specifische Wärme des Berylliums* (Ber. d. chem. Ges. XI. p. 381—386. 1878.).

Da die von J. E. Reynolds (Beibl. I. p. 117) zur Entscheidung der Frage, ob das Atomgewicht des Berylliums 9,2 oder 13,8 sei, angestellten Versuche nicht einwurfsfrei zu sein schienen, so haben die Verfasser von neuem die specifische Wärme des obigen Metalls bestimmt. Das Beryllium [1]) wurde durch Erhitzen von Chlorberyllium mit Natrium in einem hohlen verschraubten Eisen-

1) Durch Electrolyse von geschmolzenem Chlorberyllium liess es sich nicht erhalten, da dieser Körper die Electricität nicht leitete.

cylinder in einem Windofen bis zur Rothglühhitze dargestellt. Das so erhaltene Metall bildete meist mikroskopische, bisweilen auch deutlich erkennbare prismatische Aggregate von der Farbe und dem Glanze des Stahls. In einzelnen Fällen wurden auch geschmolzene Kugeln des Metalls gefunden. Dasselbe ist an der Luft unveränderlich, zersetzt Wasser erst in Berührung mit Säuren und alkalischen Hydraten und wird in der Rothglühhitze weder von Sauerstoff noch Schwefel angegriffen, verbrennt aber, im Chlorstrom erhitzt.

Das nach obiger Methode gewonnene Metall enthielt 0,99 Kieselsäure, 2,08 Eisen, 9,84 Beryllerde, 87,09 Beryllium. Sein specifisches Gewicht war 1,9101; daraus findet man das specifische Gewicht des reinen in dem Gemenge vorhandenen Berylliums zu 1,64.

Die specifische Wärme des Berylliums und Berylliumoxydes wurde in dem Eiscalorimeter nach der Schuller-Wartha'schen Methode bestimmt. Sie ergab sich für das Berylliumoxyd zwischen 0 und 100° zu 0,2471 (Hermann hatte 0,2637 gefunden). Für das Beryllium fand sich, nachdem man die durch die Beimischungen bedingten Correctionen angebracht bei vier Versuchen:

0,4107 0,4144 0,4001 0,4064. Mittel 0,4079.

Daraus berechnen sich mit dem Atomgewicht 9,2 und 13,8 resp. die Atomwärmen zu 3,75 und 5,63. Es muss also das Atomgewicht 13,8 sein und das Beryllium gehört zur Aluminiumgruppe und nicht zur Magnesiumgruppe.

Die Formel der Beryllerde wird $Be_2 O_3$, wie schon Berzelius annahm. E. W.

XV. ***D. Gernez.*** ***Ueber das Sieden übereinandergeschichteter Flüssigkeiten*** (C. R. LXXXVI. p. 472—475. 1878.),

Dem Verfasser ist es gelungen, das gewöhnlich so unregelmässige Sieden übereinandergeschichteter Flüssigkeiten in ganz regelmässiger Weise hervorzurufen. Er bringt dazu an die Grenzfläche der beiden Flüssigkeiten eine Luftblase;

dieselbe wird sich mit den aus beiden Flüssigkeiten entwickelnden Dämpfen sättigen, wachsen und wird nur so lange im Gleichgewicht bleiben können, als ihre elastische Kraft kleiner bleibt, als der Druck, dem sie ausgesetzt ist. Sobald aber die Temperatur so weit gestiegen ist, dass die Summe der Maximaltensionen der beiden Dämpfe gleich dem auf die Wände der Blase ausgeübten Drucke ist, müsste sie zum Gleichgewicht ein unendliches Volumen annehmen; sie wird also aufsteigen und entweichen. Bleibt dabei ein kleines Bläschen an der Grenzfläche, so wird eine continuirliche Blasenbildung, ein Sieden eintreten.

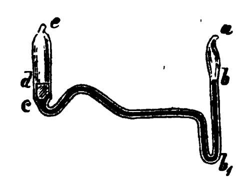
Die Flüssigkeiten waren in 2—3 cm weiten Glasröhren enthalten und bildeten Schichten von einigen Centimetern Höhe, in die ein sehr empfindliches Thermometer tauchte. Zur Einleitung des Siedens diente eine kleine Luftglocke, die dadurch erhalten wurde, dass ein Glasrohr 1—2 cm von einem Ende zusammengeschnürt und an seinem Ende selbst in der Weise abgeschrägt wurde, dass die Oeffnung der Glocke, nachdem sie in die Flüssigkeiten eingeführt war, sich halb in der einen, halb in der anderen Flüssigkeit befand.

Es ergab sich bei Versuchen mit Wasser und Schwefelkohlenstoff, Wasser und Chlorkohlenstoff und Benzin und Wasser in der That, dass die Flüssigkeit bei einer Temperatur siedet, die nur einen kleinen Bruchtheil eines Grades von der entfernt ist, bei der die Summe der Maximaltensionen der beiden Dämpfe gleich ist dem äusseren Druck. Auch verläuft das Sieden in äusserst regelmässiger Weise. E. W.

XVI. ***M. Avenarius.*** ***Volumenänderung einer Flüssigkeit durch Temperatur und Druck*** (Mél. phys. du bull. de l'Ac. Impér. de St. Pétersb. X. p. 697—709. 1877.).

Der Verfasser stellt sich die Aufgabe, die Ausdehnung einer Flüssigkeit von 0^0 bis zur kritischen Temperatur zu untersuchen, und zwar einmal, indem die Flüssigkeit unter constantem Druck, oder aber unter dem Druck ihrer eigenen

Dämpfe stand. Zu den Versuchen dienten Glasröhren von der nebenbei abgebildeten Gestalt, die sorgfältig calibrirt waren, und deren Ausdehnung in gewöhnlicher Weise bestimmt war. Von *a* bis *b* enthielt die Glasröhre Aether, von *b* bis *c* Quecksilber. Der Raum *ec* wurde zum Drittel mit Aether gefüllt und nachdem letzterer bis zum Sieden erhitzt worden war, bei *c* zugeschmolzen. Beide Schenkel *ab* und *ec* wurden in Luftbädern *A* und *B* erwärmt und zwar der Schenkel *ec* bis nahe an die kritische Temperatur, der andere auf eine bestimmte andere Temperatur; war letztere constant geworden, so liess man den Aether in *ec* die kritische Temperatur passiren und las in dem Augenblick, in dem die charakteristische Trübung eintrat, das Volumen der Flüssigkeit im Schenkel abb_1 und die Temperatur des Bades *A* ab.



Die vollständige Verflüchtigung der Flüssigkeit bei ihrer kritischen Temperatur weist darauf hin, dass bei derselben $\frac{dt}{dv} = 0$ ist (*t* bezeichnet die Temperatur, *v* das Volumen). Dieser Gleichung wird am einfachsten genügt durch die Annahme:

$$\frac{dt}{dv} = \mu(\gamma - t),$$

wo γ die kritische Temperatur und μ einen constanten Factor darstellt. Es ist dann, wenn *a* und *b* Constante sind:

$$v = a + b \log(\gamma - t).$$

Die Versuche zwischen 0 und 187,8° mit dem Aether, für den $\gamma = 192,6$ ist, lassen sich vollkommen befriedigend durch die Gleichung:

$$\text{(I)} \qquad v = 234,75 - 58,98 \log(192,6 - t)$$

darstellen.

Um die Ausdehnung des Aethers unter dem Druck seiner eigenen Dämpfe zu untersuchen, füllte man den

Schenkel ec beinahe bis oben mit Aether und erwärmte zunächst das Luftbad A. Der Aether dehnte sich in ab aus, und ein Theil ging in Dampf über; man hielt dann die Temperatur eine Zeit lang constant und erwärmte B so lange, bis die Ausdehnung des Aethers in ce, die Quecksilbersäule $c b_1 b$ vor sich herschiebend, den Dampf in ab zum Verschwinden brachte, und las dann Temperatur und Volumen ab. Die Resultate der Versuche zwischen 0° und 182,7° liessen sich mit hinlänglicher Genauigkeit durch die Formel:

$$\text{(II)} \qquad v = 245{,}09 - 63{,}28 \log (192{,}6 - t)$$

darstellen.

Aus (I) und (II) ergibt sich die Volumenänderung, φ des Aethers bei constanter Temperatur, wenn derselbe dem Druck seiner Dämpfe ausgesetzt ist, und deren Tension einmal der Temperatur der Flüssigkeit, das andere mal der kritischen Temperatur entspricht, zu:

$$\varphi = 10{,}34 - 4{,}30 \log (192{,}6 - t).$$

Da, wie Versuche von Hrn. Sajontschewsky zeigten, die Tension, S der Aetherdämpfe bis zur kritischen Temperatur sich durch:

$$S = 183{,}34 \,.\, 157181{,}5^{\frac{t}{261{,}9 + t}}$$

ausdrücken lässt, so entspricht die Volumenänderung φ einer Druckänderung:

$$\delta = S_o - S = 183{,}34 \left(157181{,}5^{\frac{192{,}6}{454{,}5}} - 157181{,}5^{\frac{t}{261{,}9 + t}}\right).$$

In der folgenden Tabelle sind die Compressibilitätscoëfficienten $\frac{760 \,.\, \varphi}{v \,.\, \delta} \times 10^7$ angeführt.

0°	20°	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°
1352	1859	2410	3062	3874	4967	6667	9664	14380	48151

Vergleicht man die von Avenarius für verschiedene Temperaturen gefundenen Compressibilitätscoëfficienten mit den von Grassi und Amagat (Beibl. I. p. 488) erhaltenen,

so stimmen dieselben recht befriedigend überein, besonders, wenn man beachtet, dass Amagat das unter 8,6 Atm. Druck stehende Volumen, Avenarius das unter 3,4 Atm. Druck stehende als Einheit nimmt, ein Umstand, infolge dessen die Werthe von Amagat stets etwas kleiner sein müssen.

E. W.

XVII. ***Isambert.*** ***Dissociation des kohlensauren Barytes*** (C. R. LXXXVI. p. 332—333. 1878.).

Der kohlensaure Baryt ist allein fast gar nicht durch die Hitze zersetzbar. Er wird es, sobald man ihn mit Kohle vermischt, indem diese die gebildete Kohlensäure zersetzt und so die Tension derselben stets auf Null erhält. Gerade ebenso, wie die beigemengte Kohle, wirkt übergeleiteter Stickstoff. Aus der von demselben in der Zeiteinheit fortgeführten Kohlensäuremenge bestimmt sich die Dissociationstension der Kohlensäure bei einer Temperatur, nahe dem Schmelzpunkt des Kupfers, zu 20 mm.

E. W.

XVIII. ***L. Troost.*** ***Ueber die Dampfdichten*** (C. R. LXXXVI. p. 331—332. 1878.).

Bei der Verfolgung seiner Untersuchungen fand der Verf., dass die Dampfdichte der Essigsäure ihren theoretischen Werth, entsprechend 4 Volumen, selbst bei Temperaturen nahe bei 120°, wieder annimmt, sobald man unter geringen Drucken arbeitet. Die bei dem Druck von 760 mm in der Nähe des Siedepunktes von Cahours beobachtete anomale Dampfdichte dürfte sich aus einer starken Aenderung des Ausdehnungscoëfficienten in der Nähe der Temperaturen, bei denen eine Zustandsänderung eintritt, erklären.

Ebenso nimmt die Untersalpetersäure bei Temperaturen nahe bei 22° ihren theoretischen Werth bei niedrigen Drucken an.

Dagegen muss die anomale Dampfdichte beim Schwefel durch eine polymere Condensation der Molecüle dieses

Körpers erklärt werden, wie Versuche des Verf. zwischen 360 und 440° bei niedrigen Drucken zeigten. E. W.

XIX. ***H. Laspeyres. Krystallographische und optische Untersuchungen am Glauberit*** (Z. S. f. Krystgr. I. p. 529—546. 1877.).

Die untersuchten Krystalle zeigen —P, ∞P, oP und ∞P∞. Axenschiefe $\beta: 67^0 49' 33''$; $a:b:c = 1{,}220924:1:1{,}0270307$. Das optische Verhalten fand der Verf. anders, als Descloiseaux. Ein Glauberit mit entwickelter Basis oP als Krystall- oder Spaltfläche zeigt bei gewöhnlicher Temperatur die I. Mittellinie in der Symmetrieebene. Die Ebene der optischen Axen ist bei gewöhnlicher Temperatur normal zu der Basis, dagegen bilden die ersten Mittellinien für die verschiedenen Farben mit der Basis die folgenden Winkel: blaues Licht (schwefels. Kupferoxydammon) —98°0′, grünes Licht (Tl) —98°29′, gelbes Licht (Na) —98°36′, rothes Licht (Li) —98°53′, weisses Licht —98°24′.

Die horizontale Dispersion der Mittellinien beträgt also ca. 1° zwischen Roth und Violett; zwischen 0 und 100° konnte eine Aenderung der Lage der Elasticitätsaxen nicht nachgewiesen werden. Aus Versuchen über die isochromatischen Curven an normal zur ersten Mittellinie der grüngelben Strahlen geschliffenen Platten ergab sich eine bedeutende negative Doppelbrechung. Das Interferenzbild ist für die verschiedenen Lichtarten und Temperaturen verschieden. Für alle homogenen Lichtarten ist dasselbe regelmässig, zeigt ein gemeinsames elliptisches Ringsystem mit breitem, wenig scharfem Kreuze, resp. Hyperbeln, 35—40 enge Ringe. Mit steigender Temperatur und abnehmender Wellenlänge werden Axenwinkel und Excentricität kleiner; die Richtung der kleinsten und mittleren Elasticität nähern sich einander immer mehr; sie werden gleich für Blau bei +17,8°; Grün (Tl) bei +35,7°; Gelb (Na) bei +45,8°; Roth (Li) bei +58,2°; dann ist der Glauberit momentan für die betreffende Lichtart optisch einaxig. Oberhalb der Temperatur der Ein-

axigkeit wird aus der horizontalen eine geneigte Dispersion der Mittellinien mit $v > \varrho$; die Ebene der optischen Axen liegt in der Symmetrieebene. Die erste Mittellinie bleibt in ihrer Lage und negativ.

Weitere Beobachtungen ergaben: 1) Temperaturänderungen zwischen 0 und 100° bewirken keine bleibenden optischen Veränderungen am Glauberit; 2) die scheinbaren Axenwinkel für verschiedene Lichtarten ändern sich nach demselben Gesetz, nicht aber zu gleicher Zeit und bei gleicher Temperatur in gleichem Grade; 3) die Aenderung ist nicht direct proportional mit der Temperatur, sondern erfolgt, je näher der Einaxigkeit, um so stärker, d. h. die optischen Axen nähern sich mit beschleunigter Geschwindigkeit, entfernen sich mit verzögerter, in der Symmetrie- wie in der Normalebene; 4) diese Beschleunigung erfolgt nur annähernd mit derselben Intensität, wie die Verzögerung für dieselbe Wellenlänge; 5) die scheinbare Dispersion der Axen erreicht in der Nähe der Einaxigkeit ihr Maximum, sie ist zwischen Li und Tl bei 49,6° $= 16^0 16'$.

Vielleicht kommen die am Glauberit und wenigen anderen Krystallen beobachteten optischen Eigenschaften (mit Ausnahme der im rhombischen System unmöglichen Dispersion der Mittellinien) allen optisch zweiaxigen Medien bei irgend einer Temperatur zu. Die Kreuzung der optischen Ebenen ist nicht eine Folge der Monosymmetrie und Asymmetrie. Seignettesalz, Cölestin, Baryt und Anglesit haben alle bei gewöhnlicher Temperatur $\infty P \breve{\infty}$ zur optischen Axenebene. Axe a ist die erste, positive Mittellinie, der grösste Brechungsexponent zeigt die grösste, der mittlere die kleinste, der kleinste die mittlere Aenderung durch die Wärme (cf. Beibl. I. p. 400). Hier, wie beim Glauberit, nähert sich die kleinste Lichtgeschwindigkeit der mittleren, beide müssen also bei irgendeiner Temperatur gleich werden und sich gegenseitig vertauschen, d. h. bei dieser Temperatur Einaxigkeit und Kreuzung der Ebenen der optischen Axen besitzen. Nimmt man an, dass sich die drei Brechungsexponenten für unendliche Temperaturänderungen

zwischen zwei endlichen Werthen ändern, so werden für drei Temperaturen je zwei Exponenten gleich, d. h. die Substanz wird einaxig für die betreffende Wellenlänge in Bezug auf je eine der drei Elasticitätsaxen. Für Baryt und die Linie C sind diese Temperaturen:

Temperatur.	Optische Axe.	±	Hauptbrechungsexponenten.		
— 889	*a*	+	1,647700	1,64770	1,66480
+1553	*c*	—	1,609570	1,61242	1,61242
+2043	*b*	+	1,601930	1,60535	1,601930

C.

XX. ***Bertin.*** ***Ueber die optische Structur des Eises*** (Ann. d. chim. et phys. (5) XIII. p. 283—288. 1878.).

Aus einer Reihe von Versuchen, bei denen Wasser langsam in verschieden gestalteten Gefässen gefror, ergab sich, dass stets die optische Axe des sich bildenden Eises senkrecht zur Oberfläche des Gefrierens stand, dass dieselbe also an der freien Oberfläche vertical, an einer vertical stehenden Glaswand horizontal ist, und an einer um 45^0 gegen den Horizont geneigten gleichfalls um 45^0 gegen denselben geneigt ist.

E. W.

XXI. ***A. Cornu.*** ***Ueber die elliptische Polarisation infolge der Reflexion an der Oberfläche durchsichtiger Körper*** (C. R. LXXXVI. p. 649—652. 1878.).

An Stelle der von Cauchy vorgeschlagenen Formel für die Phasendifferenz, δ der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten und von einem durchsichtigen Körper reflectirten Strahlen schlägt der Verf. folgende vor:

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi\delta}{\lambda} \sin(P - i) = \operatorname{tg} b = H,$$

wo b, resp. H eine Constante, i der Einfallswinkel, P der Haupteinfallswinkel und λ die Wellenlänge ist. Aus einer

Vergleichung dieser Formel mit den Cauchy'schen folgt dann, dass:

$$H = \varepsilon \sin {}^2 P \cos P,$$

wodurch der Ellipticitätscoëfficient ε bestimmt ist. Die obige Formel gibt die Beobachtungen gut wieder und lässt sich ausserdem in eleganter Weise geometrisch darstellen.

E. W.

XXII. ***Mouton.*** ***Ueber die Dispersionsphänomene bei der Metallreflexion der polarisirten Licht- und Wärmestrahlen*** (C. R. LXXXVI. p. 45—47. 1878. Ann. de chim. et phys. (5) XIII. p. 229—248. 1878.).

Die in den Annales de Chimie et Physique publicirte Arbeit ist eine weitere Ausführung der C. R. 1877. LXXXIV. p. 650—653 und C. R. 1878. LXXXVI. p. 45—47 mitgetheilten Untersuchungen.

Das zu den Messungen dienende Licht wurde von einer Lampe von Bourbouze und Wisnegg geliefert und geht nacheinander durch eine Linse von 15 cm Brennweite, ein grosses doppelbrechendes Prisma, dessen extraordinäres Bild achromatisirt ist und das als Polarisator dient, eine um eine horizontale Axe drehbare Glasplatte, die zur Compensirung der von dem dispergirenden Prisma herrührenden Polarisation dienen soll; einen mit einem Spalt versehenen Schirm, auf dem sich das extraordinäre Bild der Lampe bildet, während das ordinäre abgefangen wird, eine achromatische Linse und die um eine verticale Axe messbar drehbare zu untersuchende Platte. Der reflectirte Strahl trifft auf ein gewöhnliches Glasprisma und ein analisirendes doppelbrechendes Prisma. Es entstehen so zwei Spectren, das eine extraordinäre behält bei der Drehung des Analysators unverändert seine Lage und wird von dem etwa 1 mm weiten Spalt der Thermosäule aufgefangen.

Zunächst bestimmte dann der Verf. unter Zugrundelegung des Biot'schen Gesetzes aus den Drehungen der Polarisationsebene der den Wellenlängen λ_1, λ_2, λ_3 [1]) ent-

1) Beibl. I. p. 283—285. Die dort mitgetheilten Messungen für Δ und A sind an polirten Stahlplatten ausgeführt.

sprechenden Strahlen, die schon bei den früheren Versuchen gedient hatten, durch eine Quarzplatte die Werthe von λ_1, λ_2, λ_3 selbst ($\lambda_1 = 0{,}0010$ mm, $\lambda_2 = 0{,}0014$ mm, $\lambda_3 = 0{,}0018$ mm) und erhielt so im ultrarothen Spectrum fest bestimmte Strahlen.

Es wurden auf ihre elliptische Polarisation für die Wärmestrahlen neuerdings untersucht: polirter Stahl, Spiegelmetall und Spiegel aus platinirtem Glas.

Es ergab sich für den Gangunterschied Δ und für das Verhältniss der Amplituden A nach der Reflexion, wenn es vor derselben gleich 1 war, für:

Einfalls-winkel.	Spiegelmetall. λ_1		Spiegelmetall. λ_2		Platinirtes Glas.	
	Δ	A	Δ	A	Δ	A
60°	0,08	0,88	—	0	—	—
65	0,11	0,80	0,06	0,84	0,07	0,72
70	0,15	0,70	0,10	0,78	0,12	0,54
75	0,20	0,61	0,16	0,70	0,19	0,48
80	0,30	0,65	0,26	0,62	0,27	0,46

Die allgemeinen Resultate sind dieselben, wie bei den leuchtenden Strahlen. 1) Die Gangunterschiede Δ wachsen von Null bei senkrechtem Einfall bis $^1/_2$ bei streifendem. 2) Das Verhältniss der Intensitäten der parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen ist 1 bei senkrechtem Einfall, nimmt bis zu einem Minimum ab, das bei dem Winkel, bei dem $\Delta = {}^1/_4$ ist, eintritt, um dann wieder bis zur Einheit zuzunehmen.

Die umstehende Tabelle enthält die für verschiedene Wellenlängen Einfallswinkel beim Stahl erhaltenen Werthe von Δ.

Die Bestimmungen für die Thallium- und Natriumlinie wurden mit dem Jamin'schen Compensator ausgeführt.

Die Haupteinfallswinkel sind für die Tl-Linie 75°, für die Na-Linie 76°, für λ_1 79°, für λ_2 82°, für λ_3 $83^1/_2$°. Analog nehmen bei den beiden anderen untersuchten Spiegeln mit zunehmender Wellenlänge die Haupteinfallswinkel zu.

Je grösser die Wellenlänge des einfallenden Lichtes

ist, um so grösser ist das Intervall, in dem sie sich wie Glas verhalten, um so kleiner also dasjenige, indem sie den einfallenden geradlinig polarisirten Strahl in einen elliptisch polarisirten verwandeln.

Einfallswinkel.	Thallium $\lambda=0{,}000534$	Natrium $\lambda=0{,}000588$	λ_1 0,0010	λ_2 0,0014	λ_3 0,0018
40°	0,040	0,030	0,00	0,00	0,00
45	0,060	0,045	0,00	0,00	0,00
50	0,080	0,065	0,02	0,00	0,00
55	0,100	0,085	0,03	0,01	0,00
60	0,115	0,105	0,05	0,03	0,01
65	0,155	0,145	0,09	0,06	—
70	0,200	0,185	0,15	0,10	—
75	0,250	0,240	0,19	0,15	0,12
76	—	0,250	—	—	—
79	—	—	0,25	—	—
80	0,320	0,310	0,26	0,20	0,18
82	—	—	0,31	0,25	0,22
83½	—	—	—	—	0,25

E. W.

XXIII. ***Cayley.*** ***Vertheilung der Electricität auf zwei Kugeloberflächen*** (Phil. Mag. (5) V. p. 54—60. 1878.).

Um die electrische Dichtigkeit an jedem Punkte der Oberfläche zweier auf einander wirkender geladener Kugeln bestimmen zu können, ist es nach Poisson zunächst erforderlich, diejenige Function zu suchen, welche für alle Punkte, die auf der Verbindungslinie der Kugelcentra im Innern einer der beiden Kugeln gelegen sind, einen constanten Werth hat. Eine allgemeine Lösung dieses Problems durch Bildung von Reihen ist der Gegenstand vorliegender Abhandlung.

W. F.

XXIV. ***J. H. Gladstone und A. Tribe.*** ***Untersuchungen über die Einwirkung des Kupferzinkpaares auf alkalische Oxysalze*** (Ber. d. chem. Ges. XI. p. 400—406. 1878.).

Wird ein Zinkblech von 500 qcm Oberfläche durch Eintauchen in eine 2-procentige Kupfervitriollösung mit

Kupfer bedeckt und dann in eine Salpeterlösung gesenkt, so bildet sich salpetrige Säure und Ammoniak. [Diese Erscheinungen sind bei der Electrolyse schon von Daniell (Wied. Galv. I. § 341) beobachtet worden. Bekanntlich wird durch den Strom hierbei zuerst nur der Salpeter in K und NO_3, nicht aber das Lösungswasser zersetzt. Je nach der Stromdichtigkeit, Concentration, Temperatur u. s. f. kann das Kalium die Salpetersäure mehr oder weniger weit reduciren, oder auch unter Bildung von Kali aus dem Lösungswasser Wasserstoff entwickeln; ersteres aus dem etwa gebildeten salpetrichtsaurem Ammon Ammoniak, auch bei der Diffusion Zinkoxyd aus dem entstandenen salpetersauren Zinkoxyd frei machen, resp. lösen, resp. selbst in den Kreis der Electrolyte eintreten u. s. w. Eine speciellere Verfolgung dieser von vielen Nebenumständen abhängigen secundären Vorgänge, welche von den Verfassern vorgenommen worden ist, dürfte kaum allgemeinere Resultate versprechen.] G. W.

XXV. ***H. C. Russel.*** *Neue Abänderung der Bichromatbatterie* (Phil. Mag. (5) V. p. 201—202. 1878.).

In einem Glase hängt an dem Deckel ein Kohlencylinder und in der Mitte desselben ein Zinkstab, der in Quecksilber auf dem Boden des Glases eintaucht. Von oben tropft auf die Zinkplatte aus einer Flasche die Lösung von doppeltchromsaurem Kali. Aus einer von unten an der Wand des Gefässes bis zum Niveau der Flüssigkeit hinaufgeführten, an letzterem mündenden Röhre fliesst stets die schon veränderte, am Boden sich ansammelnde Flüssigkeit aus. G. W.

XXVI. ***G. Kirchhoff.*** *Zur Theorie der Bewegung der Electricität in unterseeischen oder unterirdischen Telegraphendrähten* (Berl. Monatsber. 1877. p. 598—611.).

Unter der Annahme, dass die durch Aenderungen der Stromintensität erzeugten Inductionswirkungen gegen den

Einfluss der Ladungen eines unterirdischen Telegraphendrahtes zu vernachlässigen sind, hat W. Thomson die Fortpflanzung der Electricität darin auf dieselben Gesetze zurückgeführt, wie die Leitung der Wärme. G. Kirchhoff entwickelt diese Relation im Anschluss an die von Helmholtz entwickelten Gleichungen über die Componenten der Stromdichtigkeit ($u = -\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial x}$ u. s. f., wo λ die Leitungsfähigkeit) und des von der dielectrischen Polarisirbarkeit abhängigen electrostatischen Moments [1] $\left(\alpha = -k \frac{\partial \varphi}{\partial x} \text{ u. s. f.}\right)$, wenn φ das electrostatische Potential bezeichnet, welches eine Function von x, y, z ist und aus drei Theilen besteht, erstens herrührend von der freien Electricität in und auf dem Leiter, dann von der dielectrischen Polarisation, endlich von der an den Grenzflächen heterogener Leiter angehäuften electrischen Doppelschicht. Aus den hier nicht auszüglich wiederzugebenden Berechnungen folgt:

$$\varphi = e^{\beta z}(C \cos(nt + \alpha z) + C' \sin(nt + \alpha z))$$
$$+ e^{-\beta z}(D \cos(nt - \alpha z) + D' \sin(nt - \alpha z)),$$

welche Gleichung zwei in der Richtung der (z) Axe des Drahtes in entgegengesetzter Richtung verlaufende Wellenzüge darstellt, bei denen die Höhe jeder Welle bei dem Fortschreiten entsprechend dem Werth β abnimmt. Die Periode für φ nach der Zeit ist $\frac{2\pi}{n}$; β und α sind durch die Gleichungen:

$$\beta^2 - \alpha^2 = \frac{2\lambda}{\lambda_1 \varrho_1^2 \log \frac{\varrho_2}{\varrho_1}}, \qquad \beta\alpha = \frac{n\mu}{\lambda_1 \varrho_1^2 \log \frac{\varrho_2}{\varrho_1}}$$

gegeben, wo ϱ_1 und ϱ_2 der innere und äussere Radius der Guttaperchahülle, λ und λ_1 die Leitungsfähigkeiten derselben und des Drahtes, $4\pi\mu = 1 + 4\pi k$ die Dielectricitätsconstante der Guttapercha ist.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen wächst also mit der Leitungsfähigkeit der Guttapercha, womit zu-

1) Crelle J. LXXII.

gleich die Abnahme ihrer Höhe beim Fortschreiten vermehrt wird.

Ist die Leitungsfähigkeit der Guttapercha $\lambda = 0$, so wird:

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{n\mu}{\lambda_1 \varrho_1^2 \log \frac{\varrho_2}{\varrho_1}}}.$$

Ist der Draht unendlich lang, so wird, wenn für $z = 0$ $\varphi = \cos nt$ ist:

$$\varphi = e^{-\beta z} \cos(nt - \alpha z).$$

Ferner wird der Fall behandelt, dass der Draht die Länge l besitzt, am Ende aber mit der einen Belegung eines andererseits abgeleiteten Condensators verbunden ist. Wegen der betreffenden Berechnung, sowie der übrigen, nicht wohl im Auszuge zu gebenden Durchführung müssen wir auf die Originalarbeit verweisen. G. W.

XXVII. ***A. Naccari* und *M. Bellati*. *Ueber die Intensität des Peltier'schen Phänomenes bei verschiedenen Temperaturen*** (Atti del Ist. Ven. (5) IV. p. 1—46. Separatabz. 1877.).

Die Verfasser baben das Peltier'sche Phänomen bei verschiedenen Temperaturen der Löthstellen beobachtet.

Le Roux (Galv. I. § 695) hatte beobachtet, dass die Temperaturänderung der Löthstelle durch den Strom bei 25° im Verhältniss von 3,09:3,95 kleiner war, als bei 100°. Bei den Versuchen der Verfasser waren zwei 15 cm lange parallele Wismuthstäbe, a, b auf der einen Seite durch einen 8 cm langen Querstab von Wismuth, c verbunden, andererseits mit zwei übersponnenen Kupferdrähten verlöthet, welche parallel den Wismuthstäben und möglichst nahe an denselben zurückgeführt wurden. Jeder der beiden parallelen Wismuthstäbe wurde bis zum Stab c in ein dünnes, unten geschlossenes und mit etwas hochsiedendem Petroleum gefülltes Glasröhrchen eingesenkt, welches darauf oben verschlossen wurde.

Die eine Löthstelle dieses Thermcelementes wurde in ein

cylindrisches etwa 120 g Wasser fassendes Calorimeter von sehr dünnem, durch Salpetersäure abgeätztem Messingblech, von 6 cm Durchmesser und etwas mehr Höhe, zugleich mit einem Rührer und einem sehr empfindlichen Thermometer eingesetzt und die Temperatur des Wassers je 10 Minuten lang von 30 zu 30 Secunden mit und ohne Durchleitung des Stromes von ein oder mehreren grossen Bunsen'schen Elementen in der einen oder anderen Richtung beobachtet. Es kann dann leicht die dem Peltier'schen Phänomen entsprechende Wärmeänderung berechnet werden.

Hatte die Löthstelle die Temperatur 24° C., so wurden in einer Secunde im Mittel 0,03046 kleine Calorien durch einen Strom von der electromagnetischen Einheit der Intensität erzeugt.

Für die Versuche bei höheren Temperaturen wurden die beiden Arme des Thermoelements in zwei mit je 210,244 g Quecksilber gefüllte Reagensgläser gesenkt, die zugleich mit einem dritten Glase voll Quecksilber, welches ein Thermometer enthielt, an einem Korkdeckel in einem Becherglas hingen. Der Deckel wurde mit Talk und Wasserglas auf das Becherglas gekittet. In demselben befand sich nahe an den Wänden ein polirter Kupfercylinder, um den Wärmeverlust möglichst zu vermindern. Der ganze Apparat wurde mit einem Ringe von Kork umgeben, der beiderseits mit Talk und Wasserglas überzogen war, und so in ein viel grösseres, mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes Glasgefäss gesenkt. Durch ein durch den Korkring bis zum Boden gehendes Rohr wurde die Flüssigkeit eingefüllt; zwei andere lange Röhren gingen durch den Korkring bis auf wenige Centimeter in das Innere des Gefässes. Das mit einem Drahtnetz überzogene Gefäss wurde von unten durch eine sehr kleine Flamme, von den Seiten durch acht kleine aus einer ringförmigen Röhre brennende Gasflammen erhitzt, wodurch das Stossen beim Sieden der Schwefelsäure vermieden und je nach ihrer Concentration eine bestimmte Temperatur zwischen 100 und über 300° erzielt wurde (nach einer Methode von Laspeyres). Für Temperaturen unter 100° wurde ein

Gemisch von Alkohol und Aether verwendet. Die Temperatur der beiden Calorimeter wurde durch ein U-förmiges Eisen-Neusilber-Thermoelement bestimmt, dessen Löthstellen von Glasröhren umgeben waren und in das Quecksilber der Calorimeter tauchten. Mittelst Fernrohr und Scala wurden die Intensitäten der Thermoströme desselben an einer Spiegelbussole mit stark astasirtem Magnet beobachtet und die Ausschläge α durch directes Einsenken der beiden Löthstellen in verschieden heisses Oel nach der Formel $\alpha = A(T_1 - T_2)\left(B - \frac{T_1 + T_2}{2}\right)$ auf Temperaturgrade reducirt.

Nun wurde durch das Wismuth-Kupfer-Thermoelement ein Strom geleitet und in jedem Fall die Differenz der Temperaturänderungen beider Calorimeter bei abwechselnder Stromesrichtung in bestimmten Zeitintervallen bestimmt; auch zur Correction dieselbe ohne Strom beobachtet. Nach den oben erwähnten Beobachtungen ergibt sich die relative (Peltier'sche) Wärmeänderung der Löthstellen durch einen Strom bei verschiedenen Temperaturen t entsprechend der Formel:

$$p = 0{,}02022 + 10^{-5} . 8{,}0908\,(t - 18) - 10^{-5} . 0{,}01888\,(t - 18)^2,$$

so dass z. B.:

$t =$	24	48	68	88	118	148
$10^{-5}p =$	2070	2247	2379	2495	2642	2753

Nach obiger Formel müsste das Peltier'sche Phänomen für eine absolute Temperatur $t = 896{,}4^0$ verschwinden. Durch besondere Versuche wurde die thermoelectromotorische Kraft des Wismuth-Kupfer-Elementes zu:

$$E = 12309 . 10^{-10}\,(T_1 - T_2)\left\{877{,}78 - \frac{T_1 + T_2}{2}\right\}$$

in Jacobi-Siemens'schen Einheiten bestimmt. Der neutrale Punkt, für den $\frac{dE}{dt} = 0$ ist, ist also $877{,}78^0$, welche Temperatur mit der oben gefundenen gut übereinstimmt, wie die Theorie erfordert.

Da ferner in absoluten electromagnetischen Einheiten

die electromotorische Kraft des Wismuth-Kupfer-Thermoelementes sich berechnet, wenn man die oben gegebene Formel für E mit $0{,}89906 . 10^7$ multiplicirt, so wird dann die erste Constante darin gleich 11,067.

Nach Tait sollte die (Peltier'sche) Wärmeänderung der Löthstelle:

$$\Pi = \frac{A}{J}(T_0 - T)\, T$$

sein, wo J das mechanische Wärmeäquivalent $(4157{,}7 . 10^4)$, A die erste Constante in der Formel für E, T_0 die neutrale Temperatur ist. Setzt man demnach $A = 11{,}067$, $T = 24{,}0$, $T_0 = 877{,}78$, so folgt $\Pi = 0{,}045914$ kleine Calorien, während sich oben für Π bei 24^0 0,03046 ergeben hatte; also ein nicht unerheblicher Unterschied, der aber durch die Schwierigkeit der Versuche erklärt wird.

G. W.

XXVIII. ***Ph. Gilbert.*** *Ueber einige Folgerungen aus der electrodynamischen Formel von Ampère* (Ann. d. l. soc. scient. d. Bruxelles. I. p. 1—26. 1876.).

XXIX. ***P. Delsaulx.*** *Bericht hierüber* (Autograph. p. 1—7. 1876.).

Aus der Ampère'schen Formel lässt sich durch einfache Rechnungen ableiten:

1) Legt man an ein Stromelement ds als Axe einen Doppelkegel, dessen Spitze mit dem Element zusammenfällt, und dessen Generatrix damit einen Winkel von $35^0 16'$ bildet, so wirkt dasselbe auf alle ihm gleichgerichtete in dem Kegelmantel liegende Stromelemente ds' nicht, stösst alle innerhalb des Kegels gelegene derartige Stromelemente ab und zieht alle ausserhalb desselben gelegene an [1]).

2) Ein einerseits unendlicher geradliniger Strom übt auf ein ihm paralleles Stromelement ds in der Richtung des letzteren selbst keine („longitudinale") Wirkung aus, wenn die Verbindungslinie des Anfangspunktes des unendlichen Stro-

1) vgl. Wied. Galv. (2) II. § 22.

mes und des Mittelpunktes des Elementes auf beider Richtung senkrecht steht.

3) Soll die auf ds senkrechte Componente in diesem Fall gleich Null werden, so muss obige Verbindungslinie mit der Richtung des unendlichen Stromes einen Winkel bilden, dessen Cosinus gleich der Seite des in einen Kreis vom Radius Eins eingeschriebenen Zehneckes ist, oder dessen Tangente seiner Cosecante gleich ist.

4) Da die Bedingungen 2) und 3) nicht gleich sind, wird die Gesammtwirkung des einerseits unendlichen Stromes auf das ihm parallele Element in keiner Lage Null.

5) Die longitudinale Wirkung eines einerseits unendlichen Stromes auf einen ihm parallelen endlichen Strom ist in keiner relativen Lage desselben gleich Null.

6) Die longitudinale Wirkung zweier nach entgegengesetzten Richtungen unendlich ausgedehnter Ströme auf einander ist unendlich.

7) Steht die Verbindungslinie ihrer Anfangspunkte senkrecht auf beiden, so ist ihre normale Wirkung auf einander gleich Null.

8) Da zwei in einer geraden Linie liegende Elemente mit gleicher Stromesrichtung sich abstossen, so folgt daraus, dass zwei einander berührende Theile eines geradlinigen Stromes sich mit unendlicher Kraft abstossen.[1])

Hiernach würde also für unendlich nahe Elemente das Ampère'sche Gesetz nicht mehr gültig sein.

9) Zugleich stossen sich aber auch zwei unendliche, einander nicht berührende Theile eines beiderseits unbegrenzten geradlinigen Stromes ab. Für jede Stromintensität könnte man also stets einen so langen Leiter finden, dass er zerrisse. Da aber mit wachsender Länge bei gegebener electromotorischer Kraft die Stromintensität abnimmt, müsste hierzu die electromotorische Kraft bis ins Unendliche wachsen, so dass hierdurch nach Herrn Delsaulx das Paradoxe dieses Satzes schwindet.

1) vgl. eine ähnliche Angabe von C. Neumann, Electrische Kräfte I. p. 46.

10) Schreibt man die Ampère'sche Formel in der Form

$J = i i_1 \, ds \, ds_1 \, r^{-\frac{1}{2}} \frac{d(r^{-\frac{1}{2}} \cos \vartheta)}{ds_1}$ (Wied. Galv. (2) II. § 21. 5), so ergibt sich unmittelbar als Gleichung einer Curve, von der jeder vom Strom durchflossene Bogen auf das Element ds ohne Wirkung ist:

$$r = \text{const} \cos^2 \vartheta \text{ [1]}.$$

Liegt ds im Mittelpunkt eines Kreises C, und zieht man durch ds in seiner Richtung einen festen Radius R, so erhält man die Punkte der betreffenden Curve, wenn man jeden Radius ϱ des Kreises C auf R und die Projection wiederum auf ϱ projicirt. Die Curve ist dann durch zwei in ds einander tangirende Ovale gebildet.

11) Soll ein Element ds' eines in einer ebenen Curve verlaufenden linearen Stroms auf einen in derselben Ebene verlaufenden geraden, endlichen oder unendlichen Strom keine longitudinale Wirkung ausüben, so muss unter Beibehaltung der Bezeichnungen von Ampère, wenn $\vartheta' = \vartheta - \varepsilon$ gesetzt wird:

$$\frac{-ii'\,ds'}{\beta}\left[\cos^2\vartheta \sin(\vartheta - \varepsilon)\right]_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} = 0 \quad \text{oder} \quad \vartheta_1 = \varepsilon, \quad \vartheta_2 = \frac{\pi}{2}$$

sein, wo ϑ_1 und ϑ_2 die den Enden des linearen Stromes entsprechenden Werthe, β das von der Mitte des Elementes ds' auf die Richtung des geraden Stromes gefällte Loth ist. Ist der gerade Strom einerseits unendlich lang, also $\vartheta_2 = \pi$, so wird die Bedingung:

$$r = \frac{C \, . \, e^{-\cos \vartheta}}{e - \cos \vartheta}.$$

Diese Gleichung stellt eine der Parabel ähnliche Curve dar, deren Axe der gerade Strom ist; man erhält sie, wenn man die vom Brennpunkt der Parabel gezogenen Radii vectores mit $e^{-\cos \vartheta}$ multiplicirt.

12) Ist der gerade Strom begrenzt, so wird die entsprechende Bedingung:

$$e^{\cos \vartheta_2} \operatorname{tg} \frac{\vartheta_2}{2} = C e^{\cos \vartheta_1} \operatorname{tg} \frac{\vartheta_1}{2}.$$

1) vgl. Bertrand, C. R. LXXIX. p. 141.

13) Wird ein einerseits unendlich langer, dem geraden Strom paralleler Strom mit seinem Anfangspunkt auf der durch diese Bedingung gegebenen Curve verschoben, so übt er stets auf den geraden, beiderseits begrenzten Strom eine constante longitudinale Wirkung aus.

14) Soll jeder Theil eines linearen Stromes auf einen geraden, einerseits unendlichen Strom $A_1 A_2$ keine normale Wirkung ausüben, so muss für den Anfangspunkt desselben:

$$r = \text{const}\; e^{-\cos\vartheta}$$

sein. Die Gleichung entspricht einer geschlossenen Curve, bei der das Product der einander entgegengerichteten, von A_1 aus gezogenen Radii vectores ($r = Ce^{-\cos\vartheta}$; $r_1 = Ce^{-\cos(\vartheta+\pi)}$) $rr_1 = C^2$ constant ist.

15) Soll endlich irgendein Bogen eines linearen Stromes auf einen geradlinigen, einerseits unendlichen Strom $A_1 A_2$ keinen rotatorischen Antrieb um den Anfangspunkt A_1 hervorbringen, so ist die Bedingungsgleichung für die Gestalt des ersteren $r = \text{const.}$, d. h. sie ist ein Kreis mit A_1 als Mittelpunkt.

16) Umgekehrt kann also auch ein einerseits unendlicher gerader Strom keinen rotatorischen Antrieb auf irgendeinen Theil eines um seinen Anfangspunkt als Mittelpunkt herumfliessenden Kreisstromes hervorbringen.

17) Wirkt ein Kreisstrom von der Intensität i vom Radius a auf einen Strom von der Intensität i_1, welcher vom Mittelpunkt des ersteren in seiner Ebene nach zwei diametral entgegengesetzten Seiten bis zum Abstand l verläuft, so ist das Moment des die Rotation des letzteren bedingenden Kräftepaares gegeben durch die Gleichung:

$$-4M = -2aii_1[E(k)-F(k)] = -2\pi a i i_1 k^2\left(\frac{1}{2}+\left(\frac{1}{2}\right)^2\frac{3k^2}{4}+\left(\frac{1.3}{2.4}\right)^2\frac{5k^2}{6}+\ldots\right),$$

wo $k = \frac{l}{a}$. Ist $\frac{l}{a}$ hinlänglich klein, so wird:

$$M = -\pi a i i_1 k^2.$$

Das Kräftepaar ist also sehr nahe dem Quadrat des

Verhältnisses der Länge des geraden Stromes zum Radius des Kreisstromes proportional. G. W.

XXX. ***L. Weber*** ***(in Kiel). Zur Theorie der magnetischen Induction*** (Kiel 1877. p. 1—36.).

Die magnetische Vertheilung in einem Körper durch äussere magnetisirende Kräfte wird im Anschluss an eine Methode von Beer (Electrostatik) berechnet, indem das durch jene Kräfte an den einzelnen Stellen des Körpers direct inducirte Potential bestimmt wird, zunächst ohne Berücksichtigung der Wechselwirkung der Theilchen; dann die in jedem Theilchen durch die so hervorgerufene Magnetisirung erzeugte Vertheilung, wieder zunächst ohne Berücksichtigung der Wechselwirkung u. s. f. Das Resultat dieser successiv betrachteten Vertheilungen entspricht zuletzt der endlichen Vertheilung des Magnetismus. Steht ein magnetisirbarer Körper A unter dem Einfluss unveränderlicher äusserer Kräfte, deren Potential V ist, so ist das inducirte Potential in Bezug auf einen beliebigen Punkt x, y, z:

$$Q_{(x,y,z)} = \frac{\varkappa}{4\pi}\int T_{(x,y,z)} \frac{\partial(V + \varkappa F_1 + \varkappa^2 F_2 + \ldots)}{\partial \nu}\, d\sigma,$$

wo die Integration sich über die ganze Oberfläche σ des Körpers erstreckt, T die reciproke Entfernung des Punktes x, y, z von $d\sigma$, $\partial \nu$ die Differentiation nach der inneren Normale von A bezeichnet, und die Functionen F durch die Gleichungen:

$$F_1 = \frac{1}{4\pi}\int V \frac{\partial T_i}{\partial \nu}\, d\sigma, \qquad F_n = \frac{1}{4\pi}\int F_{n-1} \frac{\partial T_i}{\partial \nu}\, d\sigma \ldots$$

gegeben sind. Die Wirkung des inducirten Magnetismus auf einen äusseren oder inneren Punkt kann durch die Wirkung einer einfachen Oberflächenschicht von der Dichtigkeit:

$$H = \frac{\varkappa}{4\pi}\, \frac{\partial(V + \varkappa F_1 + \varkappa^2 F_2 \ldots)}{\partial \nu}$$

ersetzt werden.

Eine Vergleichung mit einer Entwickelung von C. Neumann[1]) ergibt, dass die Constante $\varkappa$ mit der ebenso, von letzterem bezeichneten Constanten identisch ist. Da dieselbe zur Poisson'schen Constanten k in der Beziehung $\varkappa = \frac{3k}{1+2k}$ steht, so lässt sich auch nachweisen, dass die von Weber entwickelten Formeln mit denen von Poisson übereinstimmen. Auch die Uebereinstimmung mit den Beer'schen, auf einer etwas abweichenden Basis (der Annahme magnetischer Elemente, welche von Weber von vornherein beseitigt wird,) begründeten Betrachtungen, wird nachgewiesen. Endlich wird auf eine von C. Neumann dem Verf. angedeutete Methode der successiven Induction hingewiesen, die darin besteht, dass aus den Ausdrücken des inducirten Potentials Q_a und Q_i von Poisson[2]) zuerst die Potentiale, Q_a' und Q_i' der Körperelemente ohne Betrachtung ihrer Wechselwirkung berechnet werden, dann diese Werthe für Q_a und Q_i in die Poisson'schen Formeln eingesetzt, wieder die Potentiale, Q_a'' und Q_i'' der Körperelemente berechnet werden u. s. f. Auch hier gelangt man zu denselben Formeln. In Betreff der genaueren Durchführung der Betrachtungen muss auf die Originalabhandlung verwiesen werden. G. W.

XXXI. ***A. Cornu.*** ***Ueber einige Folgerungen aus der Constitution des Sonnenspectrums*** (C. R. LXXXVI. p. 530—533. 1878.).

Nach den spectroskopischen Untersuchungen enthält die Sonnenatmosphäre Eisen, welches demnach ebenso auf der Sonne, wie auf der Erde, wie, nach der (sehr schwachen) Einwirkung des Mondes auf die Magnetnadel, auch auf diesem und in den Aerolithen sich vorfindet, also auf allen Himmelskörpern gemeinsamen Ursprungs sein dürfte. Obgleich das Eisen bei sehr hoher Temperatur seinen Magne-

---

1) Untersuchungen über das Newton'sche und logarithmische Potential, p. 247.

2) Mem. p. 294. 299. Galv. § 346. Gl. IX u. X.

tismus schnell verliert, könnte es doch immer auch noch bei der Temperatur der Sonne einen geringen Magnetismus bewahren, durch welchen die tägliche Veränderung des Standes der Magnetnadel bedingt sein könnte.

Die bei der Bewegung der Eisenmassen der Sonne erzeugten Inductionsströme könnten bei ihrer Entladung durch den die Protuberanzen bildenden, sehr verdünnten Wasserstoff das Glühen derselben bedingen, welches viel energischer ist, als der Lage der Protuberanzen entspräche.

G. W.

XXXII. ***W. E. Ayrton und J. Perry. Contacttheorie der Volta'schen Wirkung*** (Phil. Mag. (5) V. p. 219 —222. 1878.).

Eine Prioritätsreclamation gegen Herrn Clifton (Beibl. I. p. 566), wonach die Verfasser ähnliche Versuche, nur ausführlicher, angestellt haben, die von W. Thomson der British Association in Glasgow 1876 [1]) mitgetheilt worden sind.

G. W.

Literatur-Uebersicht.

Monatsberichte der Berliner Akademie. 1878. Januar.

W. Siemens. *Ueber Telephonie, p. 38—53.*

Sitzungsberichte der Münchener Akademie. 1877. Heft 3.

W. v. Beetz. *Ueber die electromotorische Kraft und den inneren Widerstand einiger Thermosäulen, p. 292—301. In den Annalen (III. p. 4) erschienen.*

H. Schröder. *Das Sterengesetz, p. 302—322.*

Wiener Anzeiger. 1878. Nr. 3—6.

A. v. Ettingshausen. *Ueber Ampère's electrodynamische Fundamentalversuche, p. 12—13.*

---

1) Rep. 1876. Notices und Abstract, p. 42 (nur dem Titel nach).

S. Zach. *Ueber das Telephon, p. 18.*
J. Puluj. *Telephon-Signalapparat, p. 36.*
L. Pfaundler. *Ueber die Anwendung des Doppler'schen Principes auf die fortschreitende Bewegung leuchtender Gasmolecüle, p. 43.*
F. Exner. *Ueber galvanische Polarisation des Platins in Wasser, p. 46.*
E. Mach. *Neue Versuche zur Prüfung der Doppler'schen Theorie der Ton- und Farbeänderung durch Bewegung, p. 50.*
F. Streintz. *Ueber die electromotorische Kraft von Metallen in wässerigen Lösungen ihrer Sulfate, Nitrate u. Chloride, p. 67.*
Stefan. *Ueber die Diffusion der Kohlensäure durch Wasser und Alkohol, p. 68—69.*

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akademie.

H. M. F. Streintz. *Die electrischen Nachströme transversalmagnetisirter Eisenstäbe (Bd. LXXVI. 20. Dec. 1877.), p. 1—17.*
E. Mach, O. Tumlirz *und* **C. Kögler.** *Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Funkenwellen (Bd. LXXVII. 3. Jan. 1878), p. 1—26.*

Schlömilch, Zeitschr. für Math. u. Phys. 1878. Bd. XXIII. Heft 2.

H. Discher. *Neue Methode, um den Widerstand einer galvanischen Batterie zu messen, p. 138—139.*

Mathematische Annalen. 1878. XIII. Heft 1—3.

A. Mayer. *Ueber den allgemeinsten Ausdruck der inneren Potentialkräfte eines Systems bewegter materieller Punkte, welcher sich aus dem Princip der Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung ergibt, p. 20—34.*
D. Bobylew. *Ueber die Vertheilung der Electricität auf Leitern, die aus heterogenen Theilen bestehen, p. 183—231.*

Chemische Berichte. 1878. Bd. XI. Heft 5—6.

A. Naumann. *Zur molecularen Constitution der Dämpfe als Antwort auf Horstmann's Bemerkungen, p. 429—431.*
L. Meyer. *Ueber das Atomgewicht des Berylliums, p. 576—579.*
E. Elsaesser. *Ueber eine Electrolyse mit Wasserstoffentwickelung an beiden Polen, p. 587—590.*
H. F. Wiebe. *Die Ausdehnung der starren Elemente als Function des Atomgewichtes, p. 610—612.*
H. W. Vogel. *Ueber die Wandlung der Spectren verschiedener Farbstoffe, p. 622—624.*

Liebig Annalen der Chemie. 1878. Bd. CXCI. Heft 3.

Fr. Wächter. *Ueber die Geschwindigkeit der Molecüle, p. 309—320.*

Dingler Journal. 1878. T. CCXXVII. Heft 4—6.

G. Schmidt. *Zur Theorie der Dampfmaschinen, p. 321—326, 416.*

Striedinger *und* **A. Derflinger.** *Electrischer Stromschliesser, p. 408—409.*

P. G. Tait. *Zur Geschichte der Thermometer, p. 412.*

Ueber magneto-electrische Rufapparate für das Telephon, p. 441—446. (Electromagnetische Klingel mit Selbstunterbrecher, p. 441. — Von Hand zu drehender Magnetinductor, p. 442. — Rufglocke von W. E. Fein, p. 442. — Rufglocke von Prof. A. Weinhold, p. 443. — Rufglocke von Siemens u. Halske, p. 445. — Stimmgabelrufer von Prof. Aug. Töpler, p. 446. — Röntgen's Stimmgabelrufer, p. 446.)

Jaspar. *Electrische Lampe wit unveränderlichem leuchtendem Punkt (nach Revue Universelle. 1877. Bd. I. p. 682).*

Comptes rendus. 1878. T. LXXXVI. Nr. 11—15.

A. Cornu *und* **J. B. Baille.** *Sur la mesure de la densité moyenne de la terre, p. 699—702.*

A. Bréguet. *Sur un nouveau téléphone, dit téléphone à mercure, p. 711—715.*

A. Gaiffe. *Note sur un nouveau couple au bioxyde de manganèse, p. 728.*

G. Planté. *Sur les effets de la machine rhéostatique, p. 761—764.*

Perrin. *Sur une chambre claire, p. 764—765.*

de Saint-Venant. *Des paramètres d'élasticité des solides et leur détermination expérimentale, p. 781—783.*

Berthelot. *Sur les chaleurs spécifiques et la chaleur de fusion du gallium, p. 786—787.*

— *Action de l'oxygène sur les chlorures, bromures, jodures acides composés de l'aluminium, p. 787—791.*

Quet. *Action que le Soleil exerce sur les fluides magnétiques et eléctriques de la Terre, p. 808—810.*

J. Boussinesq. *Calcul des dilatations éprouvées par les éléments matériels rectilignes appartenant à une petite portion d'une membrane élastique que l'on déforme, p. 816—818.*

D'Arsonval. *Téléphone employé comme galvanoscope, p. 832—833.*

Gouy. *Sur la transparence des flammes colorées, p. 878—880.*

H. Dufet. *Sur la variation des indices de réfraction dans le mélanges de sels isomorphes, p. 881—884.*

J. Bertrand. *Sur l'homogénéité dans les formules de physique, p. 916—920.*

Berthelot. *Action de l'oxygène sur les chlorures acides et composées analogues: étain, silicium, bore, p. 920—926.*

J. Boussinesq. *Théorie des mouvements quasi circulaires d'un point pesant sur une surface de révolution creuse à axe vertical, p. 959—962.*

Mascart. *Sur la théorie de la propagation de l'électricité dans les conducteurs, p. 965—968.*

Isambert. *Chaleurs de formation des chlorures métalliques unis à l'ammonique, p. 968—970.*

Moitessier *et* ***R. Engel.*** *Sur la dissociation de l'hydrate de chloral, p. 971—973.*

Bulletin de la société chimique. 1878. XXIX. Nr. 8.

D. Klein. *Sur certaines réactions du borax et de l'acide borique en présence de la mannite, p. 357—368.*

Journal de physique. 1878. T. VII. März.

Mascart *et* ***Angot.*** *Recherches expérimentales sur les machines magnétoélectriques, p. 79—92.*

Bulletin de la société chimique. 1878. XXIX. Nr. 6—7.

E. Bourgoin. *Sur la solubilité de quelques acides organiques dans l'alcool et dans l'éther, p. 242—247.*

P. Schützenberger. *Expériences sur la combustion de l'hydrogène, p. 289.*

Les Mondes (2) 1878. T. XLV. Nr. 12—15.

Motendra Lal Sircas. *Distribution de l'électricité statique, p. 463.*

Trouvé. *Téléphone à membranes multiples et téléphone à pile de haute tension, p. 464—466.*

Lavaut de Lestrade. *Appareil pour l'étude des lois de la chute des corps, p. 503—507.*

H. Hartshorne. *Sur l'explication théorique des raies de Fraunhofer, p. 517—523.*

D. Tommasi. *Fer magnétique, p. 530.*

A. Demoget. *Quatrième Note sur le téléphone, p. 533—534.*

P. Schützenberger. *Limites de combustibilité des gaz, p. 545—550.*

Bull. de l'Acad. Roy. de Belgique. (2) 1878. T. XLV. Jan. u. Febr.

Donny. *Liquéfaction des gaz, p. 85—87.*

Navez *père et fils. Application de la bobine de Rhumkorff au téléphone pour reproduire la parole aux grandes distances, p. 96—101.*

Archives de Genève. 1878. (2) T. LXI. Febr., März, April.

J. L. Soret. *Recherches sur l'absorption des rayons ultraviolets par diverses substances, p. 322—359.*

Transactions of the London Royal Society. Vol. CLXVI. Part II.

W. Crookes. *On repulsion resulting from radiation, p. 325—376.*

T. E. Thorpe *and* ***A. W. Rücker.*** *On the expansion of sea water by heat, p. 405—420.*

Th. Andrews. *On the gaseous state of matter, p. 421—450.*

J. Hopkinson. *The residual charge of the Leyden jar, p. 489—494.*

V. v. Lang. *Experiments on the friction between water and air, p. 589—600. (Annalen III. p. 219—236.)*

C. W. Siemens. *On determining the depth of the sea without the use of the sounding line, p. 671—692.*

W. Thomson. *Electrodynamic qualities of metals. Part VIII. Effects of stress on magnetization, p. 693—714.*

A. Schuster. *On the nature of the force producing the motion of a body exposed to the rays of heat and light, p. 715—724.*

O. Reynolds. *On the forces caused by the communication of heat between a surface and a gas and on a new photometer, p. 725—735.*

Vol. CLXVII. Part I.

J. E. H. Gordon. *On the determination of Verdet's Constant in absolute Units, p. 1—34.*

B. C. Brodie. *The calculus of chemical operations, being a method for the investigation, by means of symbols, of the laws of the distribution of weight in chemical change. Part II. On the analysis of chemical events, p. 35—116.*

H. E. Roscoe** and **T. E. Thorpe. *On the absorption spectra of Bromine and of Jodine-Monochloride, p. 207—212.*

W. G. Adams. *The Action of Light on Selenium, p. 313—349.*

Proceedings of the Royal Society. London 1878. V. XXVII. Nr. 185.

W. Crookes. *On repulsion resulting from radiation, p. 29—38.*

J. P. Joule. *New determination of the mechanical equivalent of heat, p. 38.*

B. C. Brodie. *On the relative „facility of production" of chemical combinations, p. 51—56.*

W. Spottiswoode. *On stratified discharges, p. 60—62.*

S. Taylor. *Experiments on the colours shown by thin liquid films under the action of sonorons vibrations, p. 71—76.*

H. Tomlinson. *On the alteration of thermal conductivity of iron and steel caused by magnetism, p. 109—118.*

Ch. Tomlinson. *Further note on supersaturated solutions, p. 121—125.*

G. D. Lieving** and **J. Dewar. *On the reversal of the lines of metallic vapours, p. 132—136.*

Philosophical Magazine (5) 1878. Vol. V. April.

W. E. Ayrton** and **J. Perry. *Experiments on the heat conduction of stone, based on Fourier's „Théorie de la chaleur", p. 241—267.*

S. P. Thompson. *On permanent Plateau films, p. 269—271.*

H. F. Morley. *On Grove's Gas-battery, p. 272—281.*

W. H. Preece. *On some physical points connected with the telephone, p. 281—292.*

P. E. Chase. *On the nebular hypothesis (VII. Undulation), p. 292 —297.*

S. T. Preston. *The bearing of the kinetic theory of gravitation on the phenomena of „cohesion“ and „chemical action“ together with the important connected interferences regarding the existence of stores of motion in space, p. 297—311.*

Nature. 1878. V. XVII. 21. März bis 11. April.

F. Bashforth. *Trajectories of Shot, p. 401.*

A. M. Mayer *and* ***Ch. Barnard.*** *The sources of light, p. 404 —407.*

J. E. H. Gordon. *The telephone as a means of measuring the speed of high breaks, p. 424.*

Sedley Taylor. *Sound coulour figures, p. 426—427.*

A. M. Mayer *and* ***Ch. Barnard.*** *Reflection of light, p. 427 —431.*

Sedley Taylor. *Phoneidoscopic representation of vowels and diphtongs, p. 447.*

Wm. Garnett. *Leidenfrost's Phenomenon, p. 466.*

W. D. Niven. *Trajectories of shot, p. 466—467.*

A. M. Mayer. *Edinson's talking machine, p. 469—471.*

Sitzung der Roy. Soc. zu London 14. März: Ch. Tomlinson. On the function of the sides of a vessel in maintaining the state of supersaturation, p. 415. — 28. März: J. E. H. Gordon. Measurement of electrical constants. Nr. II. On the specific inductive capacities of certain dielectrics, p. 479. — G. Gore. On the thermoelectric properties of liquids, p. 479.

Sitzung der Roy. Soc. zu Edinburgh 8. März: Tait. On thermal conductivity, p. 480. — F. Jenkin a. J. A. Ewing. On the wave forms of articulate sound obtained by the aid of the phonograph, p. 480.

Chemical News. 1878. V. XXXVII. Nr. 956—960.

Sitzung d. Phys. Soc. 16. März: J. Millar, Adams und W. H. Preece. On the transmission of vocal and other sounds by wires, p. 117—118. — G. W. von Tanzelmann. Production of thermoelectric currents in wires subjected to mechanical strain, p. 118. — Adams. Arrangement for projecting Lissajous Figures, p. 118. — Guthrie. Behaviour of colloids and crystalloids in relation to electrolysis, p. 118.

W. H. Preece. *On Byrne's pneumatic battery, p. 140—141.*

Sitzung d. Chem. Soc. 4. April: H. C. Sorby. On the application of the microscope to some special branches of chemistry, p. 150—151.

Sitzung d. Phys. Soc. 13. April: J. Nixon and A. W. Heaviside. Experiments on the mechanical transmission of speech through wires

or other substances, p. 158—159. — **Abney.** *Method for photographing the least refrangible end of the spectrum, p. 159.* — **H. Bauerman.** *Models illustrative of the disposition of the planes of Symmetry in crystals, p. 159.* — **Guthrie.** *Apparatus for measuring the effect of heat on the transpiration of gases, p. 159.*

Silliman Journal (3). 1878. XV. April.

C. S. Hastings. *Influence of temperature on the optical constants, p. 269—275.*

A. M. Mayer. *Experiments with floating magnets, p. 276—277.*

H. A. Rowland. *Absolute nuite of electrical resistance, p. 281—291.*

Atti della Reale Accademia dei Lincei. (3) I. (Memoire.) 1876/77.

Roiti. *La velocità teorica del suono e la velocità molecolare dei gaz, p. 39—45.*

Volpicelli. *Sull' elettrostatico inducente costante, p. 65—74.*

— *Ad una obiezione contro la teorica del Melloni sulla elettrostatica influenza, p. 129—135.*

Pisati. *Su la dilatazione, la capillarità e la viscosità del solfo fuso, p. 150—156.*

Volpicelli. *Sul piano di prova picolliesimo non condensante, p. 174—178.*

Pisati, Saporito e **Scichilone.** *Ricerche sperimentali sulla tenacità dei metalli a diverse temperature. I. Del rame e del acciajo. II. del ottone e del alluminio, p. 179.*

Righi. *Ricerche sperimentali sulle scariche elettriche, p. 315—344.*

Cerutti. *Intorno alle piccole oscillazioni di un corpo rigido interamente libero, p. 345—370.*

Volpicelli. *Risposta alla nota del Socio G. Cantoni che ha per titolo Su una nuova difesa della teorica di Melloni sulla elettrostatica induzione, p. 481—490.*

Beltrami. *Sulla determinazione sperimentale della densità elettrica alla superficie dei corpi conduttori, p. 491—512.*

Roiti. *Sulla propagazione del suono nella oderina teorica degli aeriformi, p. 762—777.*

Volpicelli. *Risposta alle obiezioni fatte dal prof. G. Pisati contro la moderna teorica di Melloni sulla elettrostatica induzione, p. 1005—08.*

— *Risposta ad una nota del Socio G. Cantoni contro la teorica di Melloni sulla elettrostatica induzione. p. 1201—46.*

Atti della Reale Accademia dei Lincei (Transunti). (3) II. Februar 1878.

Cerruti. *Nuovo teorema generale di meccanica, p. 75—76.*

Il Nuovo Cimento (3) 1878. III. Jan. u. Febr.

A. Roiti. *La viscosità susseguente dei liquidi. Ricerche sperimentali, p. 5—49.*

C. Marangoni. *Difesa della teoria dell' elasticità superficiale dei liquidi. Plasticità superficiale, p. 50—68.*

L'Elettricista. 1878. II. März.

F. Denza. *Il padre Angelo Secchi, p. 129—146.*

G. Luvini. *Un po' di telefonia, p. 147—149.*

P. Volpicelli. *Sulla elettrostatica induzione, p. 150—156.*

F. Rossetti. *Relazione su alcune esperienze telefoniche, p. 156—165.*

Il telefono Manzetti, p. 169—170.

Gazzetta chimica italiana. 1878. VIII. Heft 2 u. 3.

M. Coppola. *Ricerche elettrolitiche sopra alcuni glucosidi, p. 60—71.*

Journal der russischen phys. Gesellschaft. 1878. X. Heft 3.

Sitzungsberichte vom 7/19. März, p. 41—45.

A. Socoloff. *Loi élémentaire des actions réciproques entre les courant set les aimants, p. 46—53.*

Separatabzüge.

Schneebeli. *L'application du téléphone dans les cours, p. 1—2.*

G. Cantoni. *La temperature in relazione colla energia attuale e collo stato di aggregazione (Rendic. Lomb. (2) X. fasc. 19), p. 1—8.*

— *Misura della resistenza e graduazione di un galvanometro (ibid.), p. 915.*

G. Grassi. *La temperatura assoluta (l. l. VIII. fasc. 14), p. 1—8.*

Töpler. *Mittheilung über die Benutzung der Stimmgabel als magnetelectrischer Inductionsapparat (Sitzungsber. d. naturwiss. Ges. Isis zu Dresden. 1877. Juli bis Dec.), p. 140—142. 146.*

E. du Bois-Reymond. *Zusatz zu einer am 20. Nov. 1877 der physiol. Ges. zu Berlin gemachten Mittheilung (Arch. f. Anat. u. Phys. 1877), p. 582.*

Fr. Rossetti. *Sulla temperatura del Sole (Mem. soc. spettr. Ital. VII. 1878), p. 1—14.*

— *Sul telefono di Graham Bell (Atti del. Ist. Ven. (5) IV), p. 1—7.*

— *Relazione di alcuni esperienze telefoniche (ibid.), p. 1—11.*

— *Sulla temperatura delle fiamme 2. Mitth. (ibid.), p. 1—11.*

D. Tommasi. *Sull' azione della cosi detta forza catalitica spiegata secondo la teorica termodinamica (Rendic. Lomb. (2) XI. fasc. 3), p. 1—11.*

A. Brezina. *Das Wesen der Isomorphie und die Feldspathfrage (Tschermak, Min. Mitth. 1877), p. 137—152.*

F. Becke. *Die optischen Eigenschaften des Rohrzuckers (ibid.), p. 261—264.*

A. Baudrimont. *Cinquième mémoire sur la structure des corps, partie spéculative (Mém. de la soc. de Bordeaux. (2) II. 1878), p. 137 —178.*

Warren de la Rue a. **H. W. Müller.** *Experimental researches on the electric discharge with the chloride of silver-battery. Part I. (Philos. Trans. CXIX. Part I.), p. 1—67.*

F. Braun. *Ueber unipolare Electricitätsleitung (Ber. d. Ges. z. Bef. d. Naturwiss. in Marburg), p. 1—8.*

J. Cl. Maxwell. *On the theory of a system of electrified conductors and other physical theories involving homogeneous quadratic functions (Proc. of the Lond. Math. Soc. Nr. 61 u. 62), p. 1—8.*

— *On Hamilton's characteristic function for a narrow beam of light (Proc. of the Lond. Math. Soc. VI. Nr. 87), p. 1—9.*

— *On the Application of Hamilton's characteristic function to the theory of an optical instrument symmetrical about its axis (ibid. VI. Nr. 83), p. 1—6.*

— *On the unpublished electrical papers of the Hon. Henry Cavendish (Proc. of the Cambr. Phil. Soc. Vol. III. Part. 3. 5. Nov. 1877), p. 86 —89.*

E. Schering. *C. F. Gauss' Geburtstag nach hundertjähriger Wiederkehr (Vorgetr. in d. öffentl. Sitzung d. kgl. Ges. d. Wissensch. z. Göttingen, am 30. April 1877), p. 1—40.*

Eingegangene Bücher.

F. v. Fuchs. *Ueber das Leben und die Werke Galilei's (Habilitationsrede. Bonn, E. Strauss 1877), p. 1—32.*

G. Münster. *Aus der Physik des Luftmeeres (Commissionsverlag von F. Emsmann in Herford. 1877), p. 1—123.*

W. v. Beetz. *Grundzüge der Electricitätslehre (Zehn Vorlesungen, gehalten vor den Mitgliedern des ärztlichen Vereins zu München. 56 Holzschnitte. Stuttgart, Meyer u. Zeller's Verlag. 1878), p. 1—109.*

Fr. Jos. Pisko. *Lehrbuch der Physik für die oberen Classen der Gymnasien und Realschulen (4. verbesserte und umgearbeitete Auflage, mit 377 Holzschnitten. Brünn 1877. C. Winkler). (Enthält auch die Principien der Chemie, Astronomie und mathematischen Geographie. (d. Red.)), p. 1—454*

A. L. Holz. *Beitrag zur Kenntniss der Coërcitivkraft des Magneteisensteins und des glasharten Stahles (Jena 1877. Erscheint in den Annalen), p. 1—18.*

J. H. Schmick. *Sonne und Mond als Bildner der Erdschale erwiesen durch ein klares Zeugniss der Natur (Verlag von Alwin Georgi, Leipzig 1878), p. 1—143.*

E. Witte. *Ueber Meerströmungen (A. Kummer. Pless 1878), p. 1—45.*

C. Jacob. *Molecülanziehungen und Molecülverbindungen (L. Boschuyer 1878), p. 1—21.*

1878. BEIBLÄTTER № 5.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. *D. Gernez. Untersuchungen über die Krystallisation übersättigter Lösungen* (Ann. d. l'éc. norm. (2) VI. p. 1—72. 1878.).

Im Anschluss an seine früheren Versuche über die übersättigten Lösungen des Natriumsulfat und Natriumacetat, bei denen sich ergab, dass ihre Krystallisation durch ein Theilchen desselben oder eines vollständig isomorphen Körpers eingeleitet wird, hat der Verf. das Verhalten des Natriumchromat $Na_2 Cr O_4, 10 H_2 O$ genauer untersucht. Seine Krystalle sind bis auf Abweichungen der Winkel um einige Minuten genau isomorph denen des Natriumsulfat und bilden sich, wenn man eine übersättigte Lösung derselben unter 23° mit einem Stückchen von gewöhnlichem Natriumsulfat berührt.

Um den Schmelzpunkt dieser Krystalle, sowie überhaupt den schlecht leitender Körper zu bestimmen, bedient sich der Verf. der folgenden Methode.

In der Axe einer 2—3 cm weiten, am einen Ende zugeschmolzenen Glasröhre, die auf eine Länge von 5—6 cm mit der zu untersuchenden Substanz gefüllt ist, befindet sich, durch einen Kork gehalten, ein Thermometer; durch eine zweite Oeffnung im Kork kann man einen Glasstab einführen. Nachdem man dann den Körper vollständig geschmolzen, bringt man die Röhre in ein Wasserbad, dessen Temperatur etwas niedriger, als der wahrscheinliche Schmelzpunkt, ist, und lässt bis zur Temperatur der Umgebung abkühlen; dann führt man mittelst des Glasstabes einige Stücke der Krystalle ein, die man erzeugen will. Um die Erstarrung zu beschleunigen und die Temperatur über-

all gleich zu machen, dreht man den Kork um seine eigene Axe; der excentrisch gestellte Glasstab rührt dabei die Flüssigkeit um und bringt zugleich an die verschiedenen Stellen derselben die die Krystallisation bedingenden Theilchen. Man beobachtet dann die höchste Temperatur, *t*, die das Thermometer anzeigt. Hierauf verfährt man noch einmal in gleicher Weise, nur erwärmt man das umgebende Bad bis nahe zur Temperatur *t* und bestimmt von neuem die Maximaltemperatur; man erhält so nach einigen Versuchen den Schmelzpunkt. Für $Na_2CrO_4, 10H_2O$ war er sehr nahe 22,9°. Oberhalb dieser Temperatur ist keine Krystallbildung mehr möglich.

Lässt man das überschmolzene $Na_2CrO_4, 10H_2O$ bei einer Temperatur zwischen 2° und 60° verdunsten, so scheiden sich Krystalle des Hydrats $Na_2CrO_4, 4H_2O$ aus; da sie keine Ueberschmelzung zeigten, so wurde ihr Schmelzpunkt von 60° durch die Abkühlungsgeschwindigkeit einer geschmolzenen Menge derselben bestimmt. Unter 2° scheidet sich stets das Hydrat $Na_2CrO_4, 10H_2O$ ab.

Beim Erhitzen des Salzes $Na_2CrO_4, 4H_2O$ über 60° entweicht Wasser, und es entsteht wasserfreies Natriumchromat als ein hellgelbes Pulver. Bei weiterem Erwärmen wird die Farbe dunkel gelb-orange, roth-orange und bei sehr hoher Temperatur roth. Schmilzt man das Salz in einer Platinschale, so ist es durchsichtig und tief roth. Diese Farbenwandlungen sind nicht mit einer chemischen Zersetzung verbunden.

Die Natriumchromate mit $10H_2O$ und $4H_2O$ verlieren an trockener Luft vollständig ihr Wasser und effloresciren dabei; während aber Partikeln des durch Erhitzen dargestellten Anhydrides die Krystallisation der übersättigten Lösungen der obigen Salze nicht einzuleiten vermögen, so erzeugt das aus $Na_2CrO_4, 10H_2O$ beim Stehen an trockener Luft gewonnene Anhydrid Krystalle dieses Salzes, das aus $Na_2CrO_4, 4H_2O$ gewonnene solche mit $4H_2O$. Entweder enthalten also die betreffenden Krystallpartikel noch Spuren des wasserhaltigen Salzes, oder die Anordnung der Atome im Molecül wird bei der langsamen Entwässe-

rung nicht verändert und das Gerippe ergänzt sich bei Gegenwart von Wasser sogleich wieder zu Krystallelementen. Im Uebrigen verhalten sich die Natriumchromatlösungen vollkommen wie die früher untersuchten Natriumsulfatlösungen, mit dem Unterschied, dass sich bei letzteren nicht ein Hydrat mit $4H_2O$, sondern mit $7H_2O$ ausscheidet.

Die übersättigten Lösungen der verschiedenen Substanzen lassen sich nicht mit gleicher Leichtigkeit darstellen. Im ungünstigsten Fall, wo die concentrirte Lösung unmittelbar beim Abkühlen Krystalle auszuscheiden scheint, kann man doch bei folgendem Verfahren eine Uebersättigung erzielen. Man lässt einige Zeit einen grossen Ueberschuss der Substanz in Berührung mit dem Lösungsmittel stehen und filtrirt dann die Lösung sorgfältig auf den Boden eines sehr reinen Kolbens; dann erwärmt man, um eine kleine Menge des Lösungsmittels zu entfernen, indem man gleichzeitig den Ballon rotiren lässt, damit sich keine Krystalle an der Wand absetzen; hierauf lässt man abkühlen und beobachtet oft erst dann eine Ausscheidung von Krystallen, wenn man am Ende eines Glasstabes etwas krystallinischen Staub der betreffenden Substanz einführt. Bei der Verdampfung muss sorgfältig auf den Abschluss atmosphärischen Staubes, der stets krystallinische Theilchen enthält, geachtet werden; auch darf dieselbe nicht zu schnell erfolgen, indem sonst leicht die Oberfläche sich unter die Temperatur abkühlt, unter der keine übersättigte Lösung existiren kann. (Bei Bleiacetat, Natriumphosphat unter 10°.)

Das folgende Verzeichniss enthält die Substanzen, die leicht übersättigte Lösungen geben, es sind deren 120, von den mit einem Stern versehenen war die betreffende Eigenschaft schon früher bekannt.

Acetate von Ba, Cd, Co, Mg, Mn, Pb*, Na*, Sr, Zn. Biacetate von NH_4, K. Arseniate von NH_4, K, Na. Benzoate von NH_4, K. Borate von NH_4, Na*. Bromüre von Cd, Ca. Carbonate von Na*. Chlorate von Ag, Ba, Ca, Na, Sr. Chlorüre von Sb, Ba*, Cd, Ca*, Co,

Sn, Fe, Mg, Mn, Ni. Chloride von Fe und Cu. Citrate von NH_4, K, Na. Chromat von Na. Bichromat von K*. Ferrocyanür von K*. Formiate von Na, Sr. Hydrate von Ba, Sr, Chloral. Hyposulfite von NH_4, Ca, Na*. Hyposulfat von Na. Lactat von Na. Molybdänat von NH_4. Nitrate von Al*, NH_4*, Ag*, Cd, Ca*, Co, Cu*, Fe, Li*, Mg, Mn, Ni, Sr, U, Zn. Nitrite von Pb, K. Nitroprussiat von K. Oxalat von NH_4*. Phosphate von NH_4, NH_4 + Na, Na*. Phosphit von Na. Seleniat von Na*. Sulfat von Co, Cu*, Fe, Be, Mg, Mn, Ni, Na, Zn*, NH_4+Fe, NH_4+Mg*, K+Ni, Zn+Mg. Bisulfat von K*. Alaune von NH_4, K, Na, Tl, Cr, Fe. Sulfit von Na. Bisulfit von NH_4. Sulfhydrate von Ka_2S und Na_2S. Sulfantimoniat von Na. Sulfovinat von Ba und Na. Tartrat von NH_4, Na*, Sb+NH_4*, Sb+K*, Na+NH_4, Na+K*, Na+Tl. Neutrales Paratartrat von K. Citronen- und Paracitronensäure. Milchzucker, Rohrzucker und Mannit.

Im allgemeinen bilden die obigen Körper ein oder mehrere Hydrate, doch ist dies kein durchgreifendes Gesetz, indem Silbernitrat, Kaliumbichromat, Natriumchlorat und Strontiumformiat nur in wasserfreiem Zustand krystallisiren.

Diejenigen Substanzen, von denen sich am leichtesten übersättigte Lösungen darstellen lassen, sind: Natriumcarbonat, Calciumnitrat, Magnesiumsulfat, Alaun und Bleiacetat. Es liess sich bei ihnen allen durch die mannichfachsten Versuche nachweisen, dass ihre Krystallisation nur durch die Einführung eines isomorphen Körpers hervorgerufen werden konnte. Die übersättigten Lösungen lassen sich beliebig lange bei Ausschluss der Luft, also fremder Körper aufbewahren. Die die Krystallisation einleitenden fremden Substanzen verlieren diese Eigenschaft beim Erhitzen bis zu einer bestimmten Temperatur, indem sie sich bei dieser zersetzen. (Diese Temperaturen sind beim Natriumcarbonat zwischen 36,7 und 37°; beim Natriumhyposulfit zwischen 48,9 und 50,3°; beim Calciumnitrat zwischen 41,5 und 42,3°; beim Natriumacetat zwi-

schen 57,2 und 58,7°; beim Magnesiumsulfat zwischen 64,1 und 64,3°; beim Alaun zwischen 97,3 und 98°; beim Bleiacetat zwischen 188,8 und 189,7°.

Unlösliche und nicht isomorphe Körper, die die Krystallisation bei einem ersten Versuch einleiteten, thaten dies nicht mehr, wenn sie durch Abspülen, resp. Umkrystallisiren gereinigt wurden. Es wurden im ganzen 300 feste Körper auf ihre Einwirkung untersucht.

Mechanische Einwirkungen vermögen bei den oben p. 244 Z. 14 v. u. u. flgde. angeführten Körpern nicht die Krystallisation hervorzubringen, selbst nicht das Zersprengen einer Glasthraene in denselben. Anders verhalten sich Kaliumnitrit, Ammoniumnitrat, Ammoniumarseniat, Kaliumbiacetat, Ammoniumborat, Calciumbromür, Calciumchlorür, Eisenchlorür, Magnesiumchlorür, Chloralhydrat, Ammoniumphosphat und Natriumphosphat, deren jede in übersättigter Lösung, wie die überschmolzenen Körper, sowohl durch Einbringen eines Krystalles ihrer Substanz, als auch durch mechanische Erschütterungen zur Krystallisation gebracht werden kann; die Einwirkung des letzteren Momentes ist um so grösser, je concentrirter die Lösung ist.

Die bei dem Auskrystallisiren stets sich zeigende Wärmeentwickelung ist für die Schnelligkeit der Krystallisation von grösstem Einfluss, indem diese infolge der Strömungen, die die höheren Schichten der Lösung erwärmen, weit schneller nach unten als nach oben fortschreitet. Um daher die Geschwindigkeit zu messen, muss man die Versuche in engen Röhren anstellen, die schlechte Wärmeleiter sind und die Ausscheidung von oben beginnen lassen. Man findet dann, dass die Geschwindigkeit bei Lösungen desselben Körpers mit abnehmender Temperatur und zunehmender Concentration wächst und bei denen verschiedener Körper von der Natur der Lösungen abhängt.

In Lösungen, die an und für sich sehr zähe sind, oder durch Zusatz einer anderen Substanz dazu gemacht werden, ist die Geschwindigkeit klein, indem die aus der übersättigten Lösung an den Krystallen sich anlagernden Theilchen sich nur sehr langsam durch Diffusion wieder-

ersetzen; daher sind auch die aus solchen Lösungen sich absetzenden Krystalle sehr schön ausgebildet.

Kühlt man eine übersättigte Lösung unter eine bestimmte Temperatur ab, unter der dieselbe nicht existiren kann, so bilden sich von selbst Krystalle aus, freilich aber nicht die desjenigen Hydrates, das sich aus den Lösungen bei höherer Temperatur abzuscheiden pflegt. Es wurde dies bei Natriumacetat, -carbonat, -hyposulfit und Calciumnitrat nachgewiesen.

Bei Lösungen, die sowohl bei mechanischen Einwirkungen Krystalle, als auch unter dem Einfluss krystallinischer Theilchen verschiedene Hydrate ausscheiden, sind drei wesentlich verschiedene Fälle zu unterscheiden: 1) Es bilden sich Krystalle des am wenigsten Wasser enthaltenden Salzes (Natriumsulfat unter 8° C.). 2) Es bilden sich Krystalle des am meisten Wasser enthaltenden Salzes (Natriumacetat). 3) Es bilden sich nach einander zunächst das am wenigsten, dann das am meisten Wasser enthaltende Salz (Chlorcalcium).

Ferner werden noch vom Verfasser die Krystallisationen beim Erkalten, die beim Verdampfen erhaltenen Hydrate und die Wirkung des Wassers auf wasserfreie Salze erörtert, sowie nachgewiesen, dass die Gegenwart einer verdünnten Lösung oder des Salzes in einem anderen Hydratzustande, als dem des in der Lösung enthaltenen Salze ohne Einfluss ist; doch müssen wir hinsichtlich dieser Gegenstände auf die Originalarbeit verweisen.

Auch die Alkohole (Aethyl- Methylalkohol etc.) bilden mit einer grossen Zahl von Salzen übersättigte Lösungen; es können ja diese Flüssigkeiten auch mit denselben ganz den Hydraten entsprechende Verbindungen bilden (so z. B. $CaCl_2, 2(C_2H_6O)$; $MgNO_3, 3(C_2H_6O)$ u. s. f.).

Besonders geeignet zu Versuchen sind Acetate von Cd, Mg, Pb, Na, Zn; Kaliumbiacetat; Nitrate von Cd, Ca, Co, Cu, Fe, Li, Mg, Mn, Ni; Chlorcalcium und -cadmium.

Die betreffenden alkoholischen Lösungen verhalten sich ganz analog den wässerigen. Von den mehratomigen Alkoholen bildet das Glycerin besonders interessante über-

sättigte Lösungen, z. B. mit dem Acetat von Cd, Mg, Pb, Na; Kaliumbiacetat; Kaliumarseniat; Nitrat von Ca, Fe, Mg, Zn; Natriumcarbonat; Chlor-Calcium, -Kobalt, -Mangan; Natriumchromat; Natriumhyposulfit; Mannit; Sulfat von Cu, Fe, Mg, Mn, Ni, Na, Zn; Alaun von NH_4, Cr, K, Tl.

Einige dieser übersättigten Lösungen besitzen fast ganz denselben Brechungsexponenten, wie die sich aus ihnen ausscheidenden Krystalle, deren Bildung daher oft nur mit Mühe erkannt wird.

Ausser dem Alkohol bilden noch die mannichfaltigsten anderen Flüssigkeiten übersättigte Lösungen, so die Kohlenwasserstoffe, die Phenole, der Schwefelkohlenstoff. Die gelösten Substanzen sind dabei zum Theil einfache Körper, wie der Schwefel, Phosphor.

Aus zahlreichen Versuchen ergab sich ferner, dass, wenn ein Körper unter Anwendung der nöthigen Vorsichtsmaassregeln mit einem Lösungsmittel keine übersättigten Lösungen bildet, er es auch mit keinem anderen thut, und dass auch der Zusatz von Substanzen, die die Zähigkeit der Flüssigkeiten vermehren, wie Gummi, Dextrin, Hausenblase, ohne Einfluss ist, so dass also die Fähigkeit, übersättigte Lösungen zu bilden, von der Natur der Substanzen selbst abhängt und nicht durch das Eintreten fremder Körper bestimmt werden kann. E. W.

II. ***E. Lebourg.*** *Neuer Apparat zur experimentellen Verificirung der Fallgesetze* (J. d. phys. VII. p. 44—45. 1878.).

Ein cylindrisch-conisches abgeplattetes Gewicht, das bei seinem Fall in ähnlicher Weise geführt wird, wie das bei dem Apparate von Morin benutzte, trägt an Stelle des Stiles eine verticale Stimmgabel, die mit einem kurzen steifen Metalldraht versehen ist. Das Gewicht fällt längs eines Stabes, der an seinem einen Rande getheilt ist und mit Russ bedeckt ist. Vor dem Fall wird die Stimmgabel in Schwingungen versetzt und schreibt, während

desselben auf dem festen Stab eine Art Sinuslinie auf. Die Anwendung des Apparates zur Prüfung der einzelnen Fallgesetze, zur Bestimmung der Grösse g, zur Vergleichung der Tonhöhe zweier Stimmgabeln etc. ergibt sich von selbst.

E. W.

III. ***J. P. Joule.*** ***Neue Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 38. 1878.).

Neue Versuche über die Wärmeentwickelung bei der Reibung von Wasser ergaben für das mechanische Wärmeäquivalent, reducirt auf die Meeresfläche in der Breite von Greenwich, 772,55 Fusspfund, wenn als Wärmeeinheit die genommen wird, die ein im Vacuum gewogenes Pfund Wasser von 60° auf 61° F. des Quecksilberthermometers erwärmen kann.

E. W.

IV. ***Tait.*** ***Zur Geschichte der Thermometer*** (Dingler J. CXXVII. p. 412. 1878.).

Nach Tait's Zusammenstellungen dürfte Galilei als der erste Erfinder des Thermometers und zwar eines Luftthermometers gelten, das zur Bestimmung der Temperatur eines Kranken verwandt wurde. Thermometer mit einer in Glas eingeschmolzenen Flüssigkeit wurden zuerst unter Rinieri's († 1647) Leitung von dem Glasbläser G. Moriani ausgeführt. Einige dieser Thermometer wurden 1829 von Antinori aufgefunden. Newton schlug 1701 das Schmelzen des Eises und das Sieden des Wassers zur Feststellung der Normaltemperaturen vor.

E. W.

V. ***S. Tolver Preston.*** ***Ueber die Diffusion von Materie in Bezug auf das zweite Gesetz der Thermodynamik*** (Nature XVII. p. 31—32. 1877.).

VI. — ***Ueber ein Mittel, die Wärmebewegung, die die Materie bei gewöhnlicher Temperatur besitzt, in Arbeit zu verwandeln*** (Nature XVII. p. 203—204. 1878.).

Es sei ein Cylinder gegeben, der durch einen beweglichen Stempel in zwei Theile getheilt wird; ein passendes

poröses Diaphragma, wie es zu den Diffusionsversuchen dient, sei in den Stempel eingesetzt. Die eine Hälfte *O* des Cylinders sei mit Sauerstoff, die andere *H* mit Wasserstoff gefüllt; dann werden bekanntlich in gleichen Zeiten viermal so viel Wasserstoffmolecüle als Sauerstoffmolecüle durch das Diaphragma gehen, und wenn wir uns den Stempel zunächst festgehalten denken, wird auf der Sauerstoffseite der Druck beträchtlich steigen. Lassen wir dann den Stempel los, so wird er sich nach dem Wasserstoff hinbewegen. Das Gas in *O* wird sich abkühlen, das Gas in *H* sich erwärmen. Es soll dies dem zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie widersprechen [1]), indem bei diesem Process eine Arbeit von einer Materie geleistet wird, die durchweg gleiche Temperatur besitzt, oder es wird Arbeit geleistet, indem sich ein Theil des Gases unter die tiefste Temperatur der Umgebung abkühlt. E. W.

VII. ***J. Aitken.*** *Ueber ein Mittel, die Wärmebewegung, die die Materie bei gewöhnlicher Temperatur besitzt, in Arbeit zu verwandeln* (Nature XVII. p. 260. 1878.).

Der Verf. beschreibt einen Versuch, der wie der von Tolver Preston scheinbar dem zweiten Hauptsatz widerspricht. In den Stöpsel einer grossen Flasche werden zwei Röhren eingesetzt, von denen die eine *a* bis zum Boden reicht, ihr oberes Ende ist zu einer feinen Spitze ausgezogen. Die andere reicht nur eine kurze Strecke in die Flasche und ihr oberes Ende endigt etwa einen Zoll über dem Kork, an ihr unteres Ende waren einige Stücke Filtrirpapier befestigt, während ihr oberes durch einen Kautschukschlauch mit einem mit Aether gefüllten Reagirglas verbunden war. In die Flasche selbst wurde etwas Wasser gegossen. Nachdem das Ganze eine gleichförmige Temperatur angenommen, wurde das Reagirglas umgekehrt, der Aether floss auf das Filtrirpapier, verdampfte dort und

---

1) Vergleiche indess eine demnächst erscheinende Arbeit von Clausius in den Annalen. d. Red.

erzeugte einen Druck, der hinreichte, um das Wasser aus der Röhre *a* herauszutreiben. Auch hier hat der Apparat zuerst eine gleichförmige Temperatur und dürfte nach der gewöhnlichen Ansicht keine Arbeit leisten. Da indess der Aetherdampf sich nicht im ganzen System verbreitete, konnte eine Arbeit auf Kosten eines Theils der Wärme im System geleistet werden. E. W.

VIII. ***T. E. Thorpe.*** ***Bemerkung über die Entdeckung der Verflüssigung der Luft und der sogenannten permanenten Gase*** (Nat. XVII. p. 384. 1878.).

Der Verfasser macht im Anschluss an die Versuche von Cailletet und Pictet darauf aufmerksam, dass bereits Perkins[1]) im Jahre 1826 die Luft verflüssigt haben will, und zwar nach einer der Cailletet'schen analogen Methode. (Da aber Perkins weder direct starke Abkühlungsmittel angewandt, noch durch plötzliche Ausdehnung den Gasen grosse Wärmemengen entzogen hat, so dürfte die von ihm gesehene Flüssigkeit nur von Verunreinigung der angewandten comprimirten Gase herrühren. d. Ref.) Ferner bemerkt Thorpe, dass Fünffachfluorphosphor noch nicht verflüssigt sei. E. W.

IX. ***Lecker.*** ***Specifische Wärme von Gemischen von Wasser und Methylalkohol*** (Wien. Akad. Anz. p. 224. 1877.).

X. ***F. J. M. Page.*** ***Flüssigkeiten von einer grösseren specifischen Wärme, als Wasser*** (Nat. XVII. p. 320—321. 1878.).

Lecker hat gefunden, dass Gemische von Methylalkohol und Wasser eine grössere specifische Wärme, als Wasser selbst und Gemische desselben mit Aethylalkohol, also von allen Körpern mit Ausnahme des Wasserstoffs die grösste specifische Wärme besitzen.

Infolge eines freilich unvollständigen Referates in Nat. XVII. p. 252, macht Page darauf aufmerksam, dass er

---

1) Thomson's Annals of Philosophy. N. S. VI. 1832.

und A. Dupré bereits 1869 beobachtet, dass Gemische von Wasser mit Aethylalkohol eine grössere specifische Wärme, als ersteres, und ferner, dass Dupré 1869 (Proc. Roy. Soc. XX. p. 336) gefunden, dass Gemische von Wasser und Methylalkohol stets eine specifische Wärme, kleiner als die des Wassers, haben. E. W.

XI. ***Isambert.*** *Dissociation des Chlorhydrates* (C. R. LXXXVI. p. 481—484. 1878.).

Das in Wasser gelöste Chlorhydrat wurde in einen Ballon, wie er zu Dichtebestimmungen dient gebracht, dessen Hals an ein Manometer gekittet war, und der in einem grossen Wasserbade erwärmt wurde. Als manometrische Flüssigkeit diente Quecksilber, das gegen die Einwirkung des Chlors durch etwas Schwefelsäure geschützt war. Die Tension des sich entwickelnden Chlors war bei:

0°	3,3	3,6	5	5,7	5,9	6,6	7,2	7,6	8
230 mm	375	400	481	530	545	571	595	644	671
8,8°	9,1	9,5	10,1	11	11,5	11,7	12,9	14,5	
722	776	793	832	950	1015	1032	1245	1400	

Ganz dieselben Resultate wurden mit anderen, im Princip indess gleichen Apparaten und bei verschiedenen Mengenverhältnissen des gelösten Chlorhydrates und des Wassers erhalten; doch war nie die Menge des letzteren so gross und die des ersteren so gering, dass das Hydrat vollkommen gelöst oder vollkommen zersetzt war, sondern stets ein Ueberschuss desselben vorhanden war.

Dass bei gewöhnlichen Verhältnissen alles Chlorhydrat bei 9° zersetzt wird, beruht darauf, dass bei dieser Temperatur seine Dissociationstension gleich dem Atmosphärendruck ist.

Die obigen Versuche bestätigen auch vollkommen die Erklärung der eigenthümlichen Löslichkeitsverhältnisse des Chlors im Wasser. Unter 9° bildet sich nur das Hydrat, über 9° hat man bei Atmosphärendruck nur eine Lösung eines Gases in Wasser, so dass also bei dieser Temperatur ein Luftstrom das Chlor vollkommen zu vertreiben vermag.

Die den obigen Tensionen entsprechende Curve hat ganz die Form der für die Dissociation der ammoniakalischen Chlorüre erhaltenen und nähert sich besonders der des ammoniakalischen Chlorsilbers [$(3NH_3)AgCl$], indem die Drucke etwas schneller mit der Temperatur wachsen.

E. W.

XII. ***Kollmann.*** *Photometrische Temperaturbestimmung* (Dingler J. CXXVII. p. 314. 1878.).

P. v. Tanner hat zuerst mitgetheilt, dass auf einem russischen Schienenwalzwerk, um die Eisenbahnschienen stets bei derselben Temperatur von dem glühenden Eisenstab abzuschneiden, der Moment bestimmt wird, bei dem letzterer nicht mehr durch ein dunkles Glas sichtbar ist.

E. W.

XIII. ***Berthelot.*** *Ueber die specifischen Wärmen und die Schmelzwärme des Galliums* (C. R. LXXXVI. p. 786 —787. 1878.).

Der Schmelzpunkt des Metalles ist bekanntlich $+30^0$, doch lässt es sich leicht im überschmolzenen Zustand bis nahe an 0^0 abkühlen.

Mit einem Stück Gallium von 34 g hat der Verfasser die specifische Wärme des flüssigen Galliums aus zwei Versuchen zwischen 119 und 13^0 und 106 und $12{,}5^0$ zu 0,0802 bestimmt.

Die specifische Wärme des festen Galliums war zwischen 23 und 13^0 0,079. Man darf die maximale Temperatur bei der Messung derselben indess nicht zu nahe dem Schmelzpunkt wählen, weil sonst eine Erweichung eintritt und die beobachteten Zahlen zu gross werden.

Da das Atomgewicht des Galliums nach Lecoq de Boisbaudran 69,9 ist, so ist die Atomwärme des festen Galliums 5,52, die des flüssigen 5,59, also fast gleich der des Aluminiums 5,53 (Kopp) und des Berylliums 5,64 (Nilson und Petterson cf. Beibl. II. p. 209).

Für die Schmelzwärme findet man, wenn man das

überschmolzene Metall durch Einbringen einiger Krystalle zum Erstarren bringt, 19,11 Cal. bei 13°. Sie ändert sich nur wenig mit der Temperatur, da die specifischen Wärmen im flüssigen und festen Zustande nahezu gleich sind. Die Atomschmelzwärme ist 133 Cal. E. W.

XIV. ***Thollon. Ein neues Spectroskop mit gerader Durchsicht*** (C. R. LXXXVI. p. 329—331. 1878.).

XV. — ***Zur Theorie desselben*** (ibid. p. 395—398.).

Der spectroskopischen Disposition des Hrn. Thollon liegt der Gedanke zu Grunde, die Lichtstrahlen erst durch eine z. B. die untere Hälfte der Prismen zu führen, dann durch zweimalige totale Reflexion an den Kathetenflächen eines rechtwinkligen Prismas das Niveau derselben zu erhöhen, die Richtung aber umzukehren, so dass das Strahlenbündel in die andere obere Hälfte zurückkehrt.

Herr Thollon vertheilt zwei derartige Prismensysteme symmetrisch zur gemeinschaftlichen optischen Axe des Collimations- und Beobachtungsrohres, lässt die Strahlen zunächst durch totale Reflexion um 90° ablenken und durch das erste Prismensystem hin- und zurückgehen, letzteres also im höheren Niveau. Hierauf treten die Strahlen in die obere Hälfte des zweiten Prismensystemes jenseits der optischen Axe, kehren aus diesem im ursprünglichen Niveau zurück und werden durch eine weitere totale Reflexion in das Beobachtungsrohr geworfen.

Die zerstreuenden Prismen des Thollon'schen Spectroskopes sind paarweise angeordnet. Jedes solches Paar enthält zwei genau gleiche Prismen, die an ihrer Basis zusammenstossen, mit parallelen, brechenden Kanten. Der Winkel (Δ) zwischen den zwei anstossenden Flächen ist veränderlich.

Ein solches Prismenpaar kommt, wie der Verf. zeigt, einem Prisma mit veränderlichem, brechendem Winkel gleich. — Für irgend einen bestimmten Werth des Winkels Δ findet eine Minimalablenkung statt, wenn der Einfallswinkel an der Vorderfläche des ersten Prismas gleich

Dulong hat im allgemeinen grössere Zahlen, wie es sich durch seine höhere Druckgrössen erklären lässt. Für den schwerzu untersuchenden Wasserdampf haben Fizeau und Jamin ziemlich die nämliche Zahl gefunden. Zn.

XVII. *H. E. Roscoe und T. E. Thorpe. Ueber die Absorptionsspectra von Brom und Jodmonochlorid* (Transact. CLXVII. Part. 1. p. 207—212.. 1876.).

Brom und Jodmonochlorid besitzen nahezu gleiches Moleculargewicht und zeigen auf den ersten Anblick fast gleiche Absorptionsspectra. Es erschien deshalb von Interesse genauer zu untersuchen, ob in der That die Molecüle der beiden Körper im Gaszustand gleiche Schwingungen ausführen. Zur Messung diente ein grosser Kirchhoff'scher Spectralapparat; die Wellenlängen wurden durch Vergleichung mit 27 Luftlinien und nachheriger graphischer Interpolation erhalten.

Das untersuchte reine Brom siedete bei 59,6 bis 59,7° bei einem Druck von 765,2 mm.

Das Spectrum wurde erhalten, indem man Kalklicht durch die Dämpfe gehen liess, die in langen dickwandigen Glasröhren enthalten waren, die durch eine Flamme erhitzt wurden.

Das Spectrum des Brom war ein cannelirtes und zeigte eine grosse Zahl Banden zwischen $\lambda = 6801,5$ und 5244,1, von denen 66 untersucht wurden. Jede Bande bestand, wie beim Jod, aus einer Reihe feiner Linien. Jenseits der angegebenen Grenzen überwog die allgemeine Absorption. Gegen das Blau waren die Banden scharf begrenzt. Die Spectren des Bromdampfes bei gewöhnlicher und erhöhter Temperatur sind von einander verschieden; die Linien jenseits 5433,2 im Grün und jenseits 6101,4 im Roth sind nicht in der Kälte, wohl aber in der Hitze sichtbar. Einige wenige Linien, wie 5634,8 und 5580,6 treten im Spectrum des heissen, nicht aber des kalten Bromdampfes auf, doch zeigen sich im ganzen dieselben Banden im kalten und heissen Bromdampf und verändern beim Erhitzen nicht ihre Lage.

Die folgenden Tabellen enthalten die bei dem Brom und Jodmonochlorid gefundenen Wellenlängen der Absorptionsstreifen. (st. bedeutet stark, sch. schwach, s. sch. sehr schwach.)

Tabelle I.

Brom.

Farbe.	Wellenl.	Bem.	Farbe.	Wellenl.	Bem.
Roth	6801,3		Grün	5835,3	
	6777,2			5797,7	
	6723,9			5762,7	
	6649,1			5727,5	
	6581,3			5694,4	
	6626,9			5660,4	
Orange	6468,9	st.		5634,8	
	6455,4	sch.		5624,4	
	6413,0	st.		5592,0	st.
	6401,0	sch.		5580,6	sch.
	6372,6	sch.		5560,7	st.
	6350,5	st.		5556,8	sch.
	6336,7	sch.		5534,1	
	6312,1	sch.		5510,3	
	6292,8	st.		5501,3	
	6275,4	sch.		5483,8	
	6263,9	sch.		5476,8	
	6240,2	st.		5460,1	
	6223,3	sch.		5439,9	
	6190,9			5418,2	
	6169,7			5403,2	
	6144,1			5380,3	
	6119,0			5365.8	
	6101,4			5347,5	
	6072,2	st.	Gelb	5337,4	
	6053,2	sch.		5306,8	
	6027,3			5298,7	
	6006,1	sch.		5292,2	
	5987,5	st.		5274,5	
	5956,5	st.		5258,8	
	5945,1	sch.		5244,1	
	5913,9	st.			
	5905,9	sch.			
	5875,5				
	5870,7	s. sch.			

Tabelle II.

Jodmonochlorid.

Farbe.	Wellenl.	Bem.	Farbe.	Wellenl.	Bem.
Roth	6475,1		Gelb	5788,8	st.
Orange	6442,9			5782,0	sch.
	6421,3			5751,0	
	6383,7			5744,4	s. sch.
	6372,6			5719,6	st.
	6324,9			5713,0	sch.
	6318,0			5685,8	
	6266,8			5679,5	
	6216,9			5658,3	
	6181,5			5650,0	
	5167,9			5632,1	
	6155,0			5628,6	
	6122,6			5618,4	
	6112,8			5600,7	
	6079,2			5590,0	
	6071,3			5572,0	
	6040,9			5561,3	
	6033,2			5552,9	
	6021,3	sch.		5535,4	
	6005,2	st.		5523,6	
	5995,9	sch.		5508,4	
	5974,1	sch.		5501,3	
	5957,3	st.		5482,5	
	5944,3	sch.		5459,5	
	5918,7			5435,1	
	5905,1			5412,1	
	5886,7			5394,3	
	5877,8			5368,1	
	5861,4			5349,8	
Gelb	5852,3			5330,0	
	5843,7		Grün	5315,5	
	5820,5	st.		5295,0	
	5815,9	sch.		5276,1	

Das Jodmonochlorid wurde durch Erhitzen einer Mischung von Jod und fein gepulvertem Kaliumchlorid erhalten und siedete constant zwischen 99,7 und 100,7° bei einem Druck von 744,3 mm. Sein cannelirtes Spectrum ergab sich bei einer genaueren Untersuchung als wesentlich verschieden von dem des Brom, wenn auch eine Reihe von Banden nahezu zusamenfallen. Auch bei dieser Substanz nimmt mit Erhöhung der Temperatur die Zahl der Absorptionsbanden zu (5679,5 und 5276,1 sind nicht bei niedrigeren Temperaturen sichtbar), doch zeigt sich auch hier durchaus keine Aenderung in der Lage der Banden.

Auf einer der Abhandlung beigefügten Tafel sind genaue Zeichnungen der Spectra enthalten. E. W.

XVIII. ***Macé.*** ***Ueber die künstlich erzeugte Doppelbrechung des Glases*** (C. R. LXXXVI. p. 326—328. 1878.).

Herr Macé hat in einer früheren Arbeit die Vertheilung der Spannungen in schnell gekühltem Glase ähnlichen Gesetzen unterworfen gefunden, wie die des Magnetismus in dünnen Stäben.

Er fand für die Wegdifferenzen entgegengesetzt polarisirter Strahlen in rechteckigen Platten die Formel:

$$y = A(\varkappa^x + \varkappa^{-x}),$$

wo die x von der Mittellinie der Platte an zu rechnen sind. Macé hat nunmehr durch Messungen mit homogenem Lichte festgestellt, dass bei gewöhnlichem Glase $\varkappa$ von der Wellenlänge unabhängig, A derselben umgekehrt proportional ist. Bei stark dispergirendem Flintglase traf dies nicht zu.

Die Methode der Messungen war bei einer Reihe von Versuchen die frühere (soweit sich dies aus der Mittheilung ersehen lässt); es wurde nur das einfarbige Durchgangslicht rothen Glases oder schwefelsauren Kupferoxyd-Ammoniaks, beziehentlich Natronlicht angewandt. Bei weiteren Versuchen wurde dagegen die Platte spectroskopisch untersucht.

Eine Quarzplatte, parallel zur Axe geschliffen, erzeugt

ein cannelirtes Spectrum. Bedeckt man die eine Hälfte des Spaltes mit einem Halbwellenlänge-Glimmer, so zerfällt das Spectrum in zwei Hälften, in denen je die Stellen eines Minimums und Maximums zusammenstossen. Die in letzteren sichtbaren Fraunhofer'schen Linien gestatten die genaueste Orientirung. — Bewegt man die gekühlte Platte parallel zur Ebene des Spaltes, so werden die Streifen verschoben. Die Verschiebung wurde durch einen Jamin'schen Compensator gemessen, der sich in unmittelbarer Nähe der gehärteten Platte befand. Die specielle Anordnung der Versuche lässt sich dem vorliegenden Resumé nicht entnehmen.

Während Wertheim experimentell das Gesetz abgeleitet hat, dass die durch Compression erzeugten Wegdifferenzen von der Wellenlänge unabhängig seien, fand dies Macé, wie schon erwähnt, bei gekühlten Flintglas-Platten nicht bestätigt. Auch bei der Compression fand sich selbst für ordinäres Glas Wertheim's Gesetz nicht in aller Strenge erfüllt, wenigstens, wenn die Compression keine gleichmässige war, sondern mittelst schwach convexer Stahlbacken erzeugt wurde. Die Wegdifferenz im Centrum der Platte wuchs schwach vom Roth bis zum Violett. Bei Flintglas liess sich dagegen eine Abnahme derselben wahrnehmen, wenn auch keine so starke, wie im Falle der Färbung.

Zn.

XIX. *D. Klein. Bemerkung über eine besondere Reaction gewisser mehratomiger Alkohole* (Bull. Soc. Chim. XXIX. p. 195—197. 1878.).

Zur weiteren Untersuchung der bereits früher beobachteten Thatsache, dass der Mannit bei Zusatz von Borax sein Drehungsvermögen ändert, wurden zwei Versuchsreihen angestellt und die Resultate in der Weise graphisch aufgezeichnet, dass die zu einer reinen Mannitlösung gesetzten Boraxmengen als Abscissen, die Drehungen der Polarisationsebene als Ordinaten aufgetragen wurden.

1) Man liess das Volumen des Gemisches sich ändern.

Die Curve stieg vom Nullpunkt an und zeigte einen Inflexionspunkt, in dem die Tangente parallel der Abscissenaxe war, wenn $^1/_2$ Aeq. Borax pro 1 Aeq. Mannit zugesetzt war; dann stieg sie weiter bis zu einem Maximum, das dem Zusatze von 1 Aeq. pro 1 Aeq. entsprach, und schien sich dann einer gleichseitigen Hyperbel zu nähern.

2) Das Volumen der Flüssigkeit wurde durch Wasserzusatz stets gleich 50 ccm gemacht, die Curve zeigte auch hier einen Inflexionspunkt, mit einer Tangente parallel der Abscissenaxe, für $^1/_2$ Aeq. Borax und 1 Aeq. Mannit. Von dem gleichen Aequivalenten entsprechenden Punkt an verlief die Curve sehr nahe parallel der Abscissenaxe. Eine feste Verbindung entspricht dem Inflexionspunkt nicht; doch wird bei ihm die Flüssigkeit neutral. Aehnliche Phaenomene zeigen auch die anderen Glucoside. E. W.

XX. ***Carey Lea.*** ***Ueber die Wirkung des Lichtes auf Chlor- und Bromsilber*** (Sill. J. (3) XV. p. 189—191. 1878.).

Chlorsilber wird durch das Licht nicht in metallisches Silber und Chlor zerlegt, sondern es wird eine Chlorverbindung niedrigerer Stufe abgeschieden, die bei Behandlung mit Ammoniak oder unterschwefligsaurem Natron metallisches Silber zurücklässt. Herr Lea bestätigt diese bekannten Thatsachen, gelangt aber zu keiner Entscheidung, ob ein Subchlorid oder Oxychlorid vorliege. — Das geschwärzte Chlorsilber gab kein Silber an kalte Salpetersäure ab; bei 18stündiger Behandlung mit fast bis zum Sieden erhitzter Säure von 1,28 spec. Gewicht wurde es dagegen etwas heller und liess deutlich wahrnehmbare Spuren von Silber in Lösung übergehen.

Geschwärztes Bromsilber gab reichlich Silber an kalte Säure ab und wurde durch erhitzte Säure in 7—8 Stunden völlig zerlegt. Das restirende Bromsilber hat nicht ganz das Aussehen des frisch gefällten, sondern gleicht mehr dem Jodsilber. Zn.

XXI. ***G. D. Liveing* und *J. Dewar.* *Ueber die Umkehrung der Linien von Metalldämpfen*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 132—136. 1878.).

Um die Umkehrung des von glühenden Dämpfen ausgesandten Spectrums zu beobachten, benutzen die Verfasser an einem Ende geschlossene Eisenröhren von etwa $^1/_2$ Zoll innerem Durchmesser und etwa 27 Zoll Länge, die an der Aussenseite mit Borax bestrichen sind. Diese Röhren werden in nahezu verticaler Lage in einen mit Kohlen geheitzten Ofen gesteckt, der das Rohr auf eine Länge von 10 Zoll zur Weissgluth erhitzt. Die Beobachtung geschieht durch das obere Ende des Rohres, das entweder offen bleibt oder. mit einer Glimmerplatte bedeckt wird. Um den Sauerstoff abzuhalten und doch möglichst Temperaturschwankungen zu verhindern, wurde Wasserstoff durch ein enges Rohr nur in das obere Ende des eisernen Rohres. eingeführt, so dass er gleichsam auf der Oberfläche der Metalldämpfe schwimmt, ohne doch Strömungen in denselben zu erzeugen. Durch Veränderung der Länge dieses engen Rohres lässt sich die Höhe verändern, bis zu der sich die Dämpfe erheben. Als Lichtquelle diente der untere, weissglühende Theil der Eisenröhre.

Metallisches Tallium, Jndium, Magnesium zeigten leicht die Umkehrung. Lithium allein zeigte sie nicht, auch nicht nach Zusatz von Natrium. Ebensowenig Gemische von Chlorlithium und Natrium, oder Chlorlithium und Kalium, wohl aber, wenn zu dem letzteren Gemisch noch Natrium zugesetzt wurde. Es scheint, als ob ein sehr wenig flüchtiges Metall sich in einer Atmosphäre eines flüchtigeren vertheilen könne, so dass eine hinlänglich dicke Schicht zum Hervorrufen der Umkehrung erzeugt wird.

Bei Anwendung von Natrium und Kalium haben die Verf. nie die von Lockyer[1]) angegebenen Absorptionserscheinungen beobachten können, wohl aber das cannelirte Natriumspectrum, das Roscoe und Schuster entdeckten. Das cannelirte Kaliumspectrum haben sie nicht gefunden,

1) Proc. Roy. Soc. XXII.

wohl aber eine continuirliche Absorption im Roth und einen scharfen Absorptionsstreifen mit einer Wellenlänge von etwa 5,730, der keiner bekannten hellen Linie entspricht.

Bei Abnahme der Menge absorbirenden Natriumdampfes, also bei tieferem und tieferem Einsenken des engen Rohres, zeigen sich die folgenden Phänomene.

Zunächst, wenn die Röhre ganz mit Natrium-Dampf gefüllt ist, ist sie ganz dunkel, trotzdem der Boden weiss glüht; dann erscheint ein purpurner Schein, der, mit dem Spectroscop betrachtet, ein schwaches blaues Band darstellt, das mit der Wellenlänge 4,500 beginnt und sich ins Violett erstreckt; dann erscheint ein schmales Band im Grün mit einem Lichtmaximum bei $\lambda = 5,420$; nach beiden Seiten nimmt die Helligkeit schnell ab. Hierauf verbreitert sich das Band und wird von einer dunkeln Linie, bei $\lambda = 5,510$ etwa, in zwei Theile getheilt; dann folgt rothes Licht und zwischen Roth und Grün zeigt sich ungemein verbreitert die dunkle D-Linie, während ein noch breiterer dunkler Raum zwischen Grün und Blau liegt. Die schwarze Linie im Grün wird schärfer und schärfer; sie scheint bereits von Roscoe und Schuster beobachtet zu sein, fällt aber nicht, wie jene glauben, mit der Doppellinie des Natriums zusammen, die an Stärke der D-Linie zunächst steht, sondern ist weit brechbarer. Hierauf zeigt sich das cannelirte Spectrum in dem schwarzen Raum zwischen Grün und Blau und endlich im Roth. Allmählich dehnt sich das Licht aus, die Cannelirungen verschwinden, die D-Linie wird schmäler, aber noch kann die schwarze Linie im Grün deutlich erkannt werden. Zuletzt bleibt nur die D-Linie übrig. Die Verf. halten es für möglich, dass das zuerst beobachtete blaue und grüne Licht von dem glühenden Dampf selbst herrührt.

Die Existenz der zweiten Absorptionslinie 5,510 ist bisher nicht besonders hervorgehoben worden. Sie ist auch zu sehen, wenn man eine Gaslampe durch ein horizontales Glasrohr betrachtet, in dessen Mitte Natrium mittelst eines Bunsen'schen Brenners verdampft wird, einerlei, ob das Rohr Wasserstoff oder Stickstoff enthält. Unter den-

selben Umständen sieht man beim Kalium die Absorptionslinie ($\lambda = 5{,}730$), die brechbarer ist, als die gelbe Emissions-Doppellinie und keiner bekannten hellen Linie des Kalium entspricht.

Der oben beschriebene Apparat kann auch zum Studium des emittirten Lichtes dienen, wenn man das verschlossene Ende des Rohres gegen den Rand des Ofens drückt; es ist dann dasselbe kühler als die Mitte, und das von den Dämpfen im heissesten Theile ausgesendete Licht ist intensiver, als das vom Boden ausgehende. Der Versuch gelang ausgezeichnet mit Natrium. E. W.

XXII. *W. Holtz. Zur Theorie der Influenzmaschine* (Mitth. d. naturw. Ver. v. Neuvorpommern u. Rügen 1877. 49 Seiten, Separatabz. bei Kunike in Greifswald.).

Der Erfinder der Influenzmaschine beschreibt hier die charakteristischen Formen derselben und gibt für die hauptsächlichsten Fälle eine befriedigende Erklärung ihrer Wirkungsweise.

Die Regenerirung und electrische Verstärkung der mit Papierstreifen versehenen Belege erklärt er, indem er daran erinnert, dass wir hier ungleich grosse electrische Flächen einander gegenüberstehend haben, wo unter Umständen die grössere auf die kleinere eine höhere Dichtigkeit durch Influenz induciren kann, als jene selber besitzt. Er setzt ferner auseinander, wie die gegen eine Umkehr der Stromrichtung schützende Wirkung der überzähligen Conductoren darin besteht, dass mit ihnen, bei einer electrischen Stockung zwischen den Electroden und ungleichen Electricitätsverlusten auf Belegung und Scheibe, die Ladung der letzteren nicht mehr eine solche Höhe erreichen kann, welche sie aus einem influenzirten Körper zu einem influenzirenden, d. h. den electrischen Zustand der Belegung bestimmenden machen würde. Er begründet die Vortheile verschiedener Abänderungen, und führt eine Menge von Eigenthümlichkeiten der Maschine auf ihre natürliche Ursache zurück. W. F.

XXIII. ***F. Pierucci. Ueber eine Abänderung der Holtz'schen Influenzmaschine zweiter Art*** (Nuovo Cim. (3) II. p. 117—125. 1877.).

Die aus zwei parallelen, entgegengesetzt rotirenden Glasscheiben (hier 43,4 cm Durchmesser) bestehende und in den 4 Quadranten derselben mit zusammen vier, abwechselnd der einen oder anderen Scheibe zugekehrten, paarweise miteinander verbundenen Kämmen (deren einer ferner noch mit einem fünften, ihm von der anderen Scheibe her gegenüberstehenden, einen Doppelkamm bildet) versehene Maschine [1]) hat der Verf. dahin abgeändert, dass er statt der 2 Paare von Kämmen, 4, 6 und mehr Paare anbringen konnte, welche abwechselnd mit zwei Conductoren in leitender Verbindung standen. Indem er die letzteren durch ein Galvanometer verband, nachdem die Maschine in einen Glaskasten (worin gebrannter Kalk) gesetzt und der Feuchtigkeitszustand beochtet worden war, zeigte sich, dass die Stromintensität mit der Rotationsgeschwindigkeit etwas rascher zunahm, als letztere, und dass sie der Anzahl der Kammpaare ungefähr proportional war.

Die absolute Menge erzeugter Electricität wurde durch ein Voltameter gemessen. Es ergab sich, dass bei nahe 5 Umdrehungen in einer Secunde die Combination mit 6 Kammpaaren 0,000 005 61 ccm Wasserstoff in einer Secunde entwickeln würde.

Ferner wurde die mechanische Arbeit der Electricitätswirkung bestimmt, indem man der Maschine durch ein Laufwerk mit Gewicht das eine Mal ohne, das andere Mal mit electrischer Leistung dieselbe Rotationsgeschwindigkeit ertheilte. Das in letzterem Falle erforderliche Mehrgewicht (beiläufig 1,825 Kilo mit 0,316 m Fallgeschwindigkeit in jeder Secunde) führte zu dem Resultat, dass eine der vorher gefundenen nahe gleiche Wasserstoffentwickelung (nämlich 0,000 005 445 ccm in einer Secunde) einer mechanischen Arbeit von 0,577 kg entsprach. W. F.

---

1) Beschreibung u. Abbildung s. Pogg. Ann. CXXX. p. 134 u. Taf. II.

XXIV. ***P. Casamajor.*** ***Ueber eine Beziehung zwischen Electricität und der Bewegung von Kampfer auf einer Wasseroberfläche*** (Chem. News XXXVI. p. 191—192. 1877.).

XXV. — ***Ueber die Bewegung des Kampfers etc.*** (ibid. p. 285.).

XXVI. ***C. Tomlinson.*** ***Ueber die Bewegung des Kampfers etc.*** (ibid. p. 215 u. XXXVII. p. 81. 1878.).

Die bekannte Eigenschaft des Kampfers und verschiedener anderer Stoffe (z. B. Benzoe-, Citronensäure, ätherischer Oele, in Aether zerdrückten Korkes u. A.), in kleinen Partikeln auf Wasser in lebhafte Rotationsbewegung zu gerathen, sucht Casamajor durch einen Gehalt freier Electricität der Wasseroberfläche zu erklären und meint, bei neutralem Zustande keine Bewegung zu finden. [Ref. hat die einfachen Versuche des Verfassers nicht bestätigt gefunden.]

Tomlinson, der sich mehrfach mit diesem Gegenstande beschäftigt hat, vertritt, auf viele frühere Experimentalformen hinweisend, und sich auf eigene Beobachtungen, sowie auf solche von van Mensbrugghe stützend, die Annahme, dass die Phänomene nur von Oberflächenspannungen herrühren, die unter dem Einflusse der Verdampfung stehen. W. F.

XXVII. ***J. Delsaulx.*** ***Ueber die Gleichung*** $\Delta V = -4\pi\varrho$ (Ann. d. l. soc. d. Bruxelles 1877. 4 Seiten.).

Die Betrachtungen für einen Körper von constanter Dichtigkeit werden ausgedehnt auf einen Körper von variabler aber continuirlicher Dichtigkeit. W. F.

XXVIII. ***E. Betti.*** ***Ueber das Potential eines Systems isolirter, geladener Conductoren und electrisirter Isolatoren*** (Nuovo Cim. (3) II. p. 249—252. 1877.).

Theoretischer Beweis des Satzes: Das Potential des Systems ist gleich dem Potential der Isolatoren, falls die

Conductoren zur Erde abgeleitet wären, plus dem Potential, welches die Isolatoren haben würden, wenn man statt ihren wirklichen Electricitätsmengen diejenigen setzt, welche bei ihrer Ableitung zur Erde in die letztere abfliessen würden. W. F.

XXIX. ***Henry Forster Morley.*** *Ueber Grove's Gasbatterie* (Phil. Mag. (5) V. p. 272—281. 1878.).

Der Verf. hat ein Gaselement, dessen nicht platinirte Platinplatten völlig in die verdünnte Säure eingesenkt waren, mit Sauerstoff und Wasserstoff geladen und theils die Abnahme der Volumina der Gase, theils die der an einem Galvanometer gemessenen Stromintensität bei längerer Schliessung des Elementes untersucht. Dass dieselbe nach der Schliessung schnell bis zu einem constanten Werth abnimmt, schiebt der Verf. auf die Aufzehrung des in der Flüssigkeit gelösten Gases, welches sich nur langsam ersetzt; nicht aber, wie Gaugain, auf die Abscheidung von Wasserstoff auf der mit Sauerstoff beladenen Platte. (Ist das Element durch Electrolyse geladen, so kann die Abnahme auch von dem schnellen Verschwinden des activen Zustandes der Gase herrühren. G. W.) Vermehrt man plötzlich den Widerstand, so sinkt erst die Stromstärke plötzlich und steigt dann langsam wieder, da weniger Gas verbraucht wird und sich so durch Absorption mehr Gas im Wasser anhäufen kann, wodurch die electromotorische Kraft zunimmt. Wird der Widerstand umgekehrt plötzlich vermindert, so steigt entsprechend erst die Stromstärke und sinkt dann wieder. Ebenso steigt die Stromstärke, wenn man durch Neigung des Gaselementes die von den Gasen berührte Oberfläche vergrössert, da sich dann das in der Flüssigkeit verzehrte Gas durch Absorption schneller ersetzt. Entsprechend ist die Stromstärke nach einiger Zeit grösser, wenn die obere Kante des Platinbleches im Wasserstoff näher an der mit Gas in Berührung stehenden Oberfläche der Flüssigkeit liegt. Beim Heraustreten aus derselben steigt der Strom nur noch

wenig, so dass auch hiernach, wie es wohl jetzt allgemein feststeht, der Sitz der electromotorischen Kraft die Contactstelle der mit Gas beladenen Bleche mit der Flüssigkeit in letzterer selbst ist.

Ebenso steigt infolge des schnelleren Ersatzes der in der Flüssigkeit absorbirten Gase die Stromintensität der Gassäule nach längerer Schliessung mit zunehmendem Druck der Gase; obgleich, wie die Versuche von Crova gezeigt haben, die electromotorische Kraft der Polarisation durch den Druck nicht geändert wird. G. W.

XXX. ***Bericht der Commission der British Assocation zur Prüfung des Ohm'schen Gesetzes (Clerk Maxwell, D. Everett, A. Schuster)*** (Rep. Brit. Assoc. 1876. p. 36—63.).

Namentlich nach Vorschlägen von Clerk Maxwell wurden von Hrn. G. Chrystal folgende Versuche angestellt.

1) Sind die Widerstände R der vier Zweige AB, BC, CD, DA der Wheatstone'schen Drahtcombination einander gleich, so fliesst durch den Brückendraht CA kein Strom. Wird jetzt der Zweig CD durch zwei nebeneinander laufende Parallelzweige ersetzt, deren jeder den Widerderstand $2R$ besitzt, so muss, wenn das Ohm'sche Gesetz richtig ist, dasselbe Verhältniss fortbestehen. Zur Ausführung dieses Schemas waren fünf seidenbesponnene Neusilberdrähte von 0,6 mm Durchmesser und je 30 B. A. Einheiten Widerstand zusammen auf eine Rolle gewunden und ihre Enden mit dicken Kupferdrähten verbunden, die alle durch einen Ring von Ebonit gingen und in einer Horizontalebene radial verliefen. Die Enden dieser 10 Kupferdrähte waren nach unten umgebogen; je zwei, dem Ende der einen und dem Anfang der anderen Drahtwindung entsprechende Drähte, tauchten in einen von fünf im Kreise gestellten Quecksilbernäpfen (1—5) von Buchsbaumholz, die auf einem festen Brett angebracht waren. Nur der eine dieser Quecksilbernäpfe war durch eine Ebonitplatte getheilt und dadurch der sonst in sich geschlossene Kreis sämmtlicher hintereinander verbundener Spi-

ralen unterbrochen. Neben dem durchbrochenen Quecksilbernapf (1) und dem dritten (3) befanden sich noch symmetrisch zu beiden je zwei nebeneinander liegende Quecksilbernäpfe, zwischen denen zwei den ersten fünf möglichst gleiche Drahtspiralen VI und VII geschaltet waren. Die einen Enden derselben waren durch die entsprechenden Quecksilbernäpfe mit einem Platin-Iridium-Messdraht von etwa 0,075 B. A. Einheiten Widerstand verbunden. Auf demselben verschob sich mittelst einer Holzfassung (um thermoelectrische Erregungen durch die Wärme der Hand zu vermeiden) ein mit dem einen Ende der Drahtwindungen eines Spiegelgalvanometers verbundener Metallcontact. Die den anderen Enden der beiden Spiralen entsprechenden Quecksilbernäpfe wurden durch dicke, unten amalgamirte Bügel mit der dem Napf (5) zugekehrten Hälfte des Quecksilbernapfes (1) und dem Napf (3) verbunden. Diese Bügel waren zugleich mit der Säule (12 Leclanché-Elemente, Widerstand 13 B. A. Einheiten, electromotorische Kraft 16 Daniells) vereint. Ein anderer, mit dem zweiten Ende der Galvanometerleitung verbundener Bügel verbindet die Napf (5) und die Napf (2) zugekehrte Hälfte von Napf (1). In diesem Fall bilden die Spiralen zwischen den Näpfen (4, 5) und (3, 4), ebenso die Spiralen zwischen den Näpfen (4, 5) und (5, 1), zwei nebeneinander laufende Leitungen von doppelter Länge, die der Spirale zwischen (1, 2) gegenübergestellt sind. Taucht man dagegen das freie Ende der Galvanometerleitung in Napf (2) und verbindet die nicht mit dem Messdraht in Verbindung stehenden Enden der beiden Spiralen VI und VII mit der mit Spirale (1, 2) verbundenen Hälfte von Napf (1) und mit Napf (3), so kann man auch die Widerstände der Spiralen (1, 2) und (3, 4) mit einander vergleichen. Durch Drehen der die 5 Spiralen enthaltenden Rollen zwischen den Quecksilbernäpfen kann man jede derselben mit der benachbarten, sowie mit den übrigen vier, je zu zwei parallel geschlossenen, vergleichen; ebenso durch Vertauschung der die gleichen Spiralen VI und VII enthaltenden Zweige mittelst kreuzweiser Schliessung die Correctionen wegen

mangelnder Symmetrie vornehmen. Die magnetischen Wirkungen der verschiedenen Theile der Leitung auf den Magnet des Galvanometers wurden durch Einschaltung einer geeignet gestellten Drahtschleife in den Schliessungskreis compensirt.

Bezeichnet man die Stromintensität mit J, den Widerstand mit R, die electromotorische Kraft mit E, so würde nach Ohm $\frac{E}{J} = R$ sein. Nach Schuster[1]) wäre es möglich, dass, unabhängig von der Erwärmung, eine Abweichung von diesem Gesetz in der Art stattfände, dass $\frac{E}{J} = R - \text{const}\, J^{2n}$, wo die Constante positiv ist, und dieselbe mit einer geraden Function von J zu multipliciren wäre, da sonst einseitige Leitung stattfände. Die Beobachtungen zeigen nun in der That Abweichungen in dem entsprechenden Sinne; sie betragen aber nur $^1/_{200000}$ des Widerstandes der einzelnen Spiralen und sind deshalb sicher einer kleinen Nebenleitung zuzuschreiben. In der That sanken sie noch viel weiter, etwa auf $^1/_3$ des früheren Werthes, als der getheilte Quecksilbernapf (1) durch zwei sorgfältig isolirte, getrennte Quecksilbernäpfe ersetzt wurde.

2). Als eine viel genauere Methode ist von Clerk Maxwell die folgende vorgeschlagen, welche endgültig von Chrystal ausgeführt worden ist:

In zwei Zweige der Wheatstone'schen Brücke AB und BC sind zwei Drahtrollen von je 30 B. A. Einheiten Widerstand eingeschaltet. Die beiden anderen Zweige CD und DA sind resp. aus einem dünnen Draht und einer Spirale von dickem Neusilberdraht von nahe demselben Widerstand wie der dünne Draht und einem kleinen Widerstandskasten gebildet, um die Widerstände beider Zweige nahe gleich zu machen; die Enden dieser beiden Zweige sind durch den schon oben erwähnten Messdraht verbunden, auf dem sich der Contact D verschiebt, der ebenso, wie die Contactstelle B, mit dem Spiegelgalvanometer vereint ist. Die Contactstellen A und C der Brücke sind mit der Säule in

1) Phil. Mag. XLVIII. p. 251. 350. 1875.

Verbindung. Hierzu ist A mit dem Stil einer electromagnetischen Stimmgabel, deren Zinken in der Verticalebene schwingen, C mit dem einen Pole zweier Batterien von resp. 2 und 4 Daniell'schen oder Grove'schen Elementen verbunden. Die anderen Pole der Batterien sind mit zwei Quecksilbernäpfen vereint, deren Höhe regulirt werden kann, und über welchen, an den Zinken der Stimmgabel befestigt, lanzenförmige, breite Platinbleche schweben. Ein Commutator gestattet, die Stromesrichtung der kleineren Batterie umzukehren.

Nähern sich bei den Oscillationen der Stimmgabel die Zinken einander, so taucht bei richtiger Stellung der Quecksilbernäpfe die an der oberen Zinke befestigte Platinspitze in den darunter befindlichen Quecksilbernapf und hebt sich die an der Zinke befestigte aus dem ihm entsprechenden Napf heraus; und umgekehrt beim Auseinanderschwingen der Zinken. So wird in schneller Aufeinanderfolge, 60 mal in der Secunde, abwechselnd der Strom der einen oder anderen Batterie durch die Wheatstone'sche Drahtcombination geführt. Dass hierbei die Stromkreise völlig getrennt bleiben, kann man untersuchen, wenn man statt der einen oder anderen Batterie ein Galvanometer einschaltet. Indess wirkt der Unterbrechungsapparat nur anfangs gut, ehe sich das Quecksilber zertheilt hat.

Zuerst wurde der Contact der Brücke so verschoben, dass der Strom der einen oder anderen Batterie für sich allein continuirlich oder durch die Gabel unterbrochen oder beide Ströme alternirend im Galvanometer keine Ablenkung gaben; dann wurde der Contact möglichst schnell um 6 cm verschoben und die Ablenkung notirt, welche der Stromintensität nahe proportional ist. Da die Widerstände und die electromotorischen Kräfte der Batterien bekannt sind, kann man annähernd die Stromesantheile bestimmen, die jeweilen hindurchgehen. Auch wurde bei besseren Versuchen die Contactstelle A mit der Erde, B mit zwei correspondirenden Quadranten eines Thomson'schen Quadrantenelectrometers verbunden, dessen andere Quadranten zur Erde abgeleitet waren. Die Ablenkung gab direct

die electromotorische Kraft zwischen A und B, welche gleich ist $e = E.\frac{\varrho}{\varrho + r}$, wo ϱ der Gesammtwiderstand der nahe „auf Null“ gestellten Drahtcombination, r der des die Säule enthaltenden Zweiges, E die electromotorische Kraft derselben ist.

Wurde nun die kleinere Batterie in gleichem oder entgegengesetztem Sinn wie die grössere abwechselnd mit letzterer mit der Drahtcombination verbunden, so war doch die zur Reduction der Galvanometerablenkung auf Null erforderliche Einstellung des Contactes der Brücke vollständig die gleiche, mochte der dünne Draht ein Neusilberdraht von etwa 0,051 mm Dicke und resp. 7,25 oder 4,4 Ohmad Widerstand, oder ein Platindraht von 0,042 mm oder ein Eisendraht von 0,14 mm Durchmesser, die electromotorische Kraft zwischen A und B gross oder klein ($e = 1,14 - 2,69$) sein. Durch die schnelle Aufeinanderfolge der stärkeren und schwächeren Ströme wird der Einfluss der Abkühlung auf den Widerstand der durch den Strom erwärmten Drähte so gut wie aufgehoben. Unter diesen Verhältnissen lässt sich das Resultat der Versuche dahin aussprechen, dass, wenn der Widerstand eines Drahtes von 1 □cm Querschnitt für unendlich schwache Ströme ein Ohmad ist, sein Widerstand für Ströme, deren Intensität dem Durchgang von einem Farad in der Secunde entspricht, sich nicht um den 10^{12}. Theil gegen ersteren verändert.

G. W.

XXXI. ***Guido Grassi.*** ***Messung des Widerstandes und Graduirung eines Galvanometers*** (L'Elettr. II. p. 84—93. 1878.).

Eine Säule von der electromotorischen Kraft E wird mit einem Galvanometer, dessen zu messender Widerstand ϱ sei, verbunden. Die daran beobachtete Intensität sei i. Der Widerstand des die Säule enthaltenden Zweiges sei R. Dann wird vor dem Galvanometer mittelst eines Rheostaten eine Brückenleitung vom Widerstand r_{I}, resp. r_{II} angebracht und aus dem die Säule enthaltenden Zweig

entsprechend ein Widerstand r^{I}, resp. r^{II} ausgeschaltet, dass der Ausschlag des Galvanometers jedesmal der frühere ist. Es folgt:

$$\varrho = \frac{r^{I} r_{I} - r^{II} r_{II}}{r^{II} - r^{I}}.$$

Bei der Differentiation ergibt sich, dass je grösser r^{I} und r^{II} im Verhältniss zu r_{I} und r_{II} sind, desto empfindlicher die Methode ist.

Die jetzt bei Anwendung der Spiegelgalvanometer wohl nur noch selten vorkommende Aufgabe, ein Galvanometer zu graduiren, lässt sich sehr bequem ausführen, indem man mittelst der Drahtcombination (des Compensators) von E. du Bois-Reymond verschiedene Theile eines Stromes in das Galvanometer abzweigt (vgl. Wied. Galv (2) I. § 240. Anm.) und jedesmal den Ablenkungswinkel bestimmt [1]). Bezeichnet man die Widerstände der das Galvanometer und die Säule enthaltenden Zweige mit r und r_{11}, den des Messdrahtes zwischen den Zuleitungen zum Galvanometer mit r_{1}, so ist die Stromintensität in dem Galvanometerzweig:

$$i = \frac{E r_1}{r(r_1 + r_{11}) + r_1 r_{11}} \quad \text{oder} \quad i = \frac{E r_1}{r(r_1 + r_{11})},$$

wenn r_1 und r_{11} gegen r klein sind.

Hierbei kann eventuell die Säule mit dem Galvanometer vertauscht werden. Da bei grösseren Widerständen des Galvanometers die letztere Gleichung ungenauer wird, wendet Grassi eine abgeänderte Methode an. Er verbindet die Pole der Säule E mit den entgegengesetzten Enden je eines von zwei parallelen Messdrähten, AB, MN, deren erster in den Schliessungskreis des Galvanometers G eingefügt ist, und führt über AB und MN einen Metallschlitten DF. Sind die Widerstände $AGB = \varrho$, $AEN = r$, $AB = R$, $MN = cR$, $AD = r_{I}$, so ist die Stromintensität im Galvanometerzweige:

$$i = \frac{E r_1}{(R + \varrho)\{r + c(R - r_1)\} + r_1\{(R + \varrho - r_1)\}}.$$

1) Naccari, Atti del. Ist. Ven. III. fasc. I. 1874.

Nimmt man zwei gleiche parallele Drähte, ist also $c = 1$, so ist der Werth des variabeln Theils im Nenner dieses Ausdrucks gleich $-r_1^2$, also sein Maximalwerth $-R^2$.

Die Methode dürfte doch etwas complicirt sein.

G. W.

XXXII. ***H. Discher.*** ***Neue Methode, um den Widerstand einer galvanischen Batterie zu messen*** (Schlömilch Z. XXIII. p. 138—139. 1878.).

Der Strom der Batterie wird zuerst durch die eine Windungsreihe eines Differentialgalvanometers geleitet. Ist der Widerstand des Batteriezweiges x, der der Windungsreihe y, die electromotorische Kraft der Batterie E, so ist die Stromintensität:

$$J = \frac{E}{x + y}.$$

Sodann wird der Strom durch beide Windungsreihen des Differentialgalvanometers nebeneinander in gleichem Sinne geleitet, dass also die Wirkungen auf die Magnetnadel sich addiren, zugleich aber durch einen Rheostaten, welcher als Nebenschliessung zum Galvanometer dient. Der Widerstand w desselben wird abgeändert, bis die Ablenkung der Magnetnadel die frühere J ist; dann muss im ersten Fall die Stromstärke die doppelte von der im letzten Fall sein. Ist der Widerstand der beiden Windungsreihen des Galvanometers einzeln gleich y, der des Batteriezweiges gleich x, die electromotorische Kraft der Kette E, so ist also in beiden Fällen:

$$\frac{E}{x + y} = \frac{2Ew}{xy + 2wx + wy},$$

also $x = w$.

G. W.

XXXIII. ***H. J. Rink.*** ***Ueber die Veränderung des galvanischen Leitungswiderstandes des Quecksilbers bei Temperaturänderungen*** (Verslag. en Mededeel. d. kon. Akad. van Wetensch. Afd. Naturk. (2) XI. p. 1—42. 1877. Unter Mitwirkung des Verfassers, holländisch.).

Für den Aenderungscoëfficienten der Leitungsfähigkeit des Quecksilbers fanden früher E. Becquerel 0,00104,

Müller 0,00119, Schroeder van der Kolk 0,00086, Siemens 0,00098, es schien indess der Siemens'sche Werth der genaueste zu sein. Dadurch wurde der Verf. veranlasst, zu untersuchen, mit welcher Genauigkeit die Etalons von Siemens verfertigt werden.

In einer Einleitung bespricht Rink daher die früheren Bestimmungen von Sabine und Dehms über die Widerstände einer Reihe mit Quecksilber gefüllter Röhren und sucht nachzuweisen, dass die von denselben angegebene Genauigkeit nur eine zufälllige ist, dass die als Belege aufgeführten Zahlen die einer grossen Anzahl von Messungen entnommenen beststimmenden sind. Nach Rink fand Dehms für Quecksilberröhren, denen Sabine eine Länge von 1000 mm beigelegt hatte, eine solche von 1000,339, 1000,438 und 1000,316 mm. Ferner stimmen die Gewichte des in den einzelnen Röhren enthaltenen Quecksilbers bis auf 0,0002 g; auch dürfte auf die ungleiche Erwärmung der beiden verschieden langen Theile der Wheatstone'schen Brücke, die Conicität des Drahtes in derselben, die Unsicherheit des Contactes an dem letzteren nach Rink nicht hinlänglich Rücksicht genommen sein; ausserdem betrachten Dehms und Sabine ihre Glasröhren als abgestumpfte Kegel, während doch dieselben sich meist aus aneinandergereihten Kegeln und Cylindern zusammensetzen.

Der Verf. verwandte zu seinen Bestimmungen 7 Röhren von nahezu 1 m Länge; sie wurden an den Enden mit einer Amarylfeile senkrecht zur Längsaxe der Röhre abgeschliffen, dann sorgfältig gereinigt und calibrirt, d. h. die Längen der einzelnen Stücke bestimmt, die cylindrisch oder kegelförmig waren. Die Gesammtlänge wird dann mittelst eines Dumoulin-Froment'schen Comparators sorgfältig ermittelt. Der Inhalt der Röhren wurde durch Füllung mit Quecksilber bestimmt, das man mittelst einer Quecksilberluftpumpe in dieselben einsog; dann schloss man die Röhre unter Quecksilber mit dem Finger, hob sie heraus, strich den am oberen Ende befindlichen Meniscus ab und wog sie unter sorgfältiger Berücksichtigung der Temperatur.

Aus den Dimensionen der Röhre lässt sich der Ein-

fluss C der Abweichung von der nicht cylindrischen Gestalt auf den Widerstand berechnen. Es sei der Widerstand der einzelnen cylindrischen und conischen Stücke resp. w_1, $w_2 \ldots$, und W der einer ganz cylindrischen Röhre von gleicher Länge, l und gleichem Inhalt; dann ist C gegeben durch $C W = w_1 + w_2 + \ldots = W'$. Ferner seien R und r die Radien der Endflächen des abgestumpften Kegels und λ seine Länge, a eine Constante, dann ist $w_1 = a \frac{\lambda}{\pi R r}$. Der Inhalt der Kegel ist $\frac{1}{3} \pi \lambda (R^2 + Rr + r^2)$, so dass:

$$C = \frac{\Sigma \lambda (R^2 + Rr + r^2) . \Sigma \frac{\lambda}{Rr}}{3 l^2}.$$

Ist dann ferner P das Gewicht des Quecksilbers in dem Rohr, reducirt auf 0^0 und den luftleeren Raum, σ das specifische Gewicht desselben, so ist:

$$W' = \frac{l^2 \sigma}{P} C.$$

Es muss hier noch eine Correction angebracht werden, indem ein Ausbreitungswiderstand von den Enden der Röhre in die umgebende Quecksilbermasse auftritt. Nach Maxwell entspricht diese Correction einer Verlängerung der Röhre an dem betreffenden Ende um eine Grösse zwischen 0,785 r und 0,828 r. Der so corrigirte Werth wird sehr nahe:

$$W'' = W\left(1 + 1{,}6 \frac{r}{l}\right).$$

Nach der Methode von Bosscha wurden die Verhältnisse der Widerstände je zweier Röhren ermittelt und mit den aus den Dimensionen der Drähte berechneten verglichen. Damit bei der Einschaltung der Quecksilberröhren nicht ausser ihrem Widerstand noch andere mit eingeschaltet würden, befestigte man ihre Enden in die Seitenwände quadratischer, mit Quecksilber gefüllter Glaskästen von 5 cm Höhe. Die Einschaltungen wurden mittelst zweier amalgamirter Kupferdrähte ausgeführt, die entweder beide in denselben Glaskasten oder in die beiden den Enden der Röhre entsprechenden eingetaucht waren. Die Uebereinstimmung

war eine durchaus befriedigende, wie sich aus folgenden Zahlen ergibt:

Verhältniss d. Widerstände der Röhren.	$\frac{(1)}{(9)+(8)}$	$\frac{(2)}{(8)}$	$\frac{(4)}{(8)}$	$\frac{(6)}{(8)}$	$\frac{(7)}{(8)}$	$\frac{(9)}{(8)}$
Beobachtet	1,2018	0,8369	1,4006	1,1383	1,0167	0,7514
Berechnet	1,2014	0,8372	1,4005	1,1381	1,0166	0,7517

Zur Bestimmung der Aenderung der Widerstände mit der Temperatur wurden zwei 1 m lange Glasröhren zu einem mehrfachen *W* umgebogen, an die Enden wurden etwa 3 cm weite Glasbecher befestigt und das ganze unter dem Recipienten der Luftpumpe zur Vermeidung von Luftblasen mit Quecksilber gefüllt. Die eine Glasröhre wurde hierauf in schmelzendes Eis, die andere so in den Dampf von siedendem Wasser gebracht, dass sich kein Wasser auf dem Quecksilber in den Bechern niederschlagen konnte.

Hatten beide Röhren gleiche Temperatur, t, so war das Verhältniss ihrer Widerstände, p_t und q_t:

$$\frac{p_t}{q_t} = 1{,}1939,$$

andererseits ergab sich:

$$\frac{p_0}{q_{100}} = 1.0860 \quad 1{,}0874 \quad 1{,}0891 \quad 1{,}0865 \quad 1{,}0830 \quad 1{,}0861 \quad \text{Mittel: } 1{,}0864,$$

$$\frac{p_{100}}{q_0} = 1{,}3122 \quad 1{,}3118 \quad 1{,}3181 \quad 1{,}3097 \quad 1{,}3092 \quad 1{,}3107 \quad 1{,}3090 \quad \text{Mittel: } 1{,}3101.$$

Setzen wir $p_t = p_0(1 + \alpha t)$, wo α die mittlere Aenderung des Widerstandes pro Grad ist, so wird:

$$\alpha = \frac{1{,}1939 - 1{,}0864}{100 \times 1{,}0864} = 0{,}000989 \quad \text{oder} \quad \alpha = \frac{1{,}3101 - 1{,}1939}{100 \times 1{,}1939} = 0{,}000974$$

$$\text{oder} \quad \alpha = \frac{1}{100}\left(\sqrt{\frac{1{,}3101}{1{,}0864}} - 1\right) = 0{,}000981.$$

Bringen wir hieran noch die Correction für die Ausdehnung des Glases an, so wird α:

0,000997 0,000982 0,000989, im Mittel: 0,000989.

Der von Siemens gefundene Werth beträgt ohne die Correction für die Glasausdehnung 0,000985.

Wiewohl Siemens von seinen Beobachtungen sagt: „diese Werthe zeigen, dass die Curve der Widerstandszunahme bei Quecksilber als gerade Linie anzunehmen ist“, ergibt sich bei genauerer Betrachtung seiner Zahlen, dass der Widerstand schneller, als die Temperatur, wächst. Um dies zu constatiren, bestimmte Rink durch Eintauchen des einen mit Quecksilber gefüllten Rohres in ein Wasserbad von 57,3°:

$$\frac{p_{57,3}}{q_0} \text{ zu } 1,2592.$$

Daraus folgt dann im Verein mit den früheren Zahlen, dass bei der Temperatur t der Widerstand, P_t gegeben ist durch:

$$P_t = P_0 (1 + 0,000929\, t + 0,0000006\, t^2).$$

Ausserdem ermittelte er noch $\frac{p_{45,2}}{q_{100}}$ zu 1,1332, während die Berechnung nach obiger Formel sehr nahe übereinstimmend 1,1328 ergab. Da meist die Quecksilberwiderstände bei etwa 15° benutzt werden, so kann man die Correction pro Grad = 0,00094 setzen.

Matthiesen fand für die Leitungsfähigkeit:

$$\lambda = 100 - 0,07443\, t + 0,00008263\, t^2.$$

E. W.

XXXIV. ***Knott, Gordon, Mac Gregor und C. Michie Sunth.*** *Thermoelectrische Eigenschaften des Cobalts* (Proc. Edinb. Soc. IX. p. 421—424. 1876—1877.).

Reines aus Purpureocobaltchlorid erhaltenes Cobaltchlorid wurde in mit etwas Ammoniak versetztem Wasser gelöst und durch einen Strom von 2 Bunsen'chen Elementen electrolysirt. Als positive Electrode diente eine an einem Ende geschlossene Glasröhre, in welche ein spiralförmig gebogener Platindraht gesenkt war, und die mit schwammförmigem Cobalt gefüllt war, als negative Electrode ein 100 mm langes, 8 mm breites Aluminiumblech. Nach dem Absatz einer sehr harten und festen Cobaltplatte wurde das Aluminium durch Sieden in Natronlauge entfernt. Ein Thermoelement aus dieser Cobaltplatte und Palladium zeigt

etwa bei 260° C. einen neutralen Punkt. Die Curve der thermoelectromotorischen Kräfte ist bei niederen Temperaturen parabolisch, nähert sich aber bei höheren einer geraden Linie, so dass etwa bei Rothgluth eine Einbiegung der dem Cobalt entsprechenden Linie eintreten würde. Weitere Versuche stehen in Aussicht. Die Leitungsfähigkeit zeigt bis zur Temperatur des siedenden Oels keinen Sprung.

G. W.

XXXV. ***G. W. von Tunzelmann. Erzeugung von Thermoströmen in Drähten durch Dehnung*** (Chem. News. XXXVII. p. 118. 1878. Phys. Soc. March. 16. Phil. Mag. (5) V. p. 339—348. 1878.).

Drähte von Eisen, Stahl oder Kupfer wurden in verticaler Lage zwischen zwei Gefässen ausgespannt, die auf verschiedener Temperatur erhalten wurden. Das untere Ende der Drähte war fest, das obere wurde an den kürzeren Arm eines Hebels befestigt, dessen längerer Arm mit Gewichten belastet wurde. Die freien Enden der Drähte waren mit Kupferdrähten verbunden, die zu einem Thomson'schen Galvanometer führten. Die Contactstellen waren mit Watte umwickelt. Bei wachsender Spannung ändert sich die Stromesrichtung, so dass hierdurch die einander widersprechenden Angaben von W. Thomson und Le Roux, von denen ersterer nur schwache, letzterer starke Spannungen anwandte, in Uebereinstimmung gebracht werden. Die durch die Dehnung erhaltene Ablenkung erreicht nicht sogleich ihr Maximum, sondern steigt erst etwa 8 Minuten, und nimmt dann langsam etwa 12 Minuten bis zu einem constanten Werth ab. Bei plötzlicher Belastung ergibt sich neben der permanenten noch eine vorübergehende Wirkung der Dehnung. G. W.

XXXVI. ***J. A. Broun. Ueber das Bifilarmagnetometer*** (Edinb. Trans. XXVIII. p. 41—44. 1876—1877.).

Bei der Ablenkung der bifilar aufgehängten Magnete ist bekanntlich auch die Torsion der beiden Aufhänge-

drähte in Betracht zu ziehen, welche dem Ablenkungswinkel des Magnets gleich ist.

Wird also der Torsionskreis, an dem der Magnet bifilar aufgehängt ist, um den Winkel $90 - v^0$ gedreht, wodurch der Magnet aus dem Meridian von 90^0 gedreht wird, ist p der Torsionscoëfficient für einen Draht bei der Drehung um den Winkel Eins, die Kraft infolge der bifilaren Torsion gleich $G \sin v$, ist m das Moment des Magnets, T die horizontale Componente des Erdmagnetismus, so ist:

$$m\,T = G \sin v + 2 p v.$$

Wird bei der Stellung des Magnets im Meridian derselbe durch eine Torsion v des einen Aufhängedrahtes unabhängig von der bifilaren Torsion um den Winkel δ abgelenkt, so ist $2 p v = m\,T \sin \delta$ und $m\,T = \frac{G \sin v}{1 - \sin \delta}$. Wird die erst erhaltene Gleichung differentiirt, in der nur T und v bei den Aenderungen der Stellung des transversal aufgehängten Magnetes durch die Aenderung der erdmagnetischen Kraft variabel sind, so folgt mit Berücksichtigung der beiden anderen:

$$\frac{\varDelta T}{T} = \left\{ \operatorname{ctg} v + \sin \delta \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{\operatorname{tg} v} \right) \right\} \varDelta v.$$

Die Temperaturänderungen beeinflussen die Torsion der Drähte ganz wesentlich; bei der Bestimmung der Aenderungen der Intensität der horizontalen Componente des Erdmagnetismus ist also auch diese Bedingung in Betracht zu ziehen. (Ebenso auch die elastische Nachwirkung der Drähte. vgl. Pogg. Ann. CXXVI. p. 7. 1865). G. W.

XXXVII. *J. Kerr. Ueber die Reflexion des polarisirten Lichtes an der äquatorialen Oberfläche eines Magnets* (Phil. Mag. (5) V. p. 161—177. 1878.).

Auf die Pole eines starken hufeisenförmigen Electromagnets wurde als Anker ein rechteckiges homogenes Eisenprisma von etwa 18 cm Länge, 5 cm Breite, 1 cm

Dicke gelegt, dessen schmale, vertical liegende Längsfläche polirt war. Das Licht einer Lampe fiel in der Horizontalebene durch ein Nicol'sches Prisma in schräger Richtung auf die Mitte dieser Fläche und ging nach der Reflexion durch ein zweites analysirendes Nicol. Die Drehungen des Nicol's werden als rechts herum bezeichnet, wenn sie von der Seite gesehen, wohin der Lichtstrahl geht, in der Richtung der Bewegung des Uhrzeigers erfolgen. In gleicher Weise wird die Magnetisirung als rechte bezeichnet, wenn von derselben Seite bei streifender Incidenz des Lichtstrahles betrachtet, die Molecularströme des Magnets in demselben Sinne (also an der reflectirenden Fläche von unten nach oben) verlaufen; im gegentheiligen Falle wird sie als linke angeführt.

Der Einfallswinkel des Lichtstrahls wurde bestimmt, indem Winkel von Papier gegen das Stativ des Magnets und den Ständer der Lampe gelegt wurden.

Ist zunächst ohne Magnetisirung der Hauptschnitt des polarisirenden Nicol's parallel, der des analysirenden senkrecht zur Einfallsebene, so wird das Licht völlig ausgelöscht. Bei einem Einfallswinkel zwischen 90 und 85° kann eine kleine Drehung des Polarisators durch eine gleichgerichtete Drehung des Analysators, bei einem Einfallswinkel von 65 bis 30° durch eine entgegengerichtete Drehung des letzteren compensirt werden; bei einem Winkel von 75° ist eine solche Compensation nicht möglich. Stehen in letzterem Falle die Nicol's in der erst erwähnten Lage, und wird in den Weg des reflectirten Strahls vor den Analysator eine 0,3 cm dicke, 2,5 cm breite, 18 cm lange Glasplatte mit ihrer Ebene senkrecht zum reflectirten Strahl gebracht, deren Längsrichtung mit der Reflexionsebene einen Winkel von 45° bildet, so wird eine kleine Rechtsdrehung des Polarisators durch eine Compression der Glasplatte rechts nach unten compensirt und umgekehrt (vgl. Beibl. I. p. 48).

1. Stehen wiederum die Nicol's in der erwähnten Lage, wird der Analysator ein wenig nach rechts gedreht und der Magnet magnetisirt, so wird das Licht durch Rechts-

magnetisirung verstärkt, durch Linksmagnetisirung geschwächt, und umgekehrt bei entgegengesetzter Drehung des Analysators. Bei einem Einfallswinkel von 85° ist die Wirkung sehr schwach, wächst bis zum Winkel von 65 bis 60° und wird bis 30° sehr schwach. Ueber 85 und unter 30° ist keine deutliche Wirkung wahrzunehmen. Analoge Wirkungen lassen sich bei häufigeren Umkehrungen der Stromesrichtung wahrnehmen.

2. Steht die Polarisationsebene des Polarisators senkrecht zur Einfallsebene, die des Analysators parallel derselben, und wird das ausgelöschte Licht durch eine kleine Rechtsdrehung des letzteren wiederhergestellt, so bewirkt, wie oben, zwischen der streifenden und Hauptincidenz, 85 bis 75°, in abnehmender Stärke eine Rechtsmagnetisirung eine Steigerung der Helligkeit, von 70° abwärts umgekehrt eine bis etwa 60° wachsende, dann aber abnehmende Verminderung der Helligkeit. Entgegengesetzt wirkt die umgekehrte Linksmagnetisirung.

3. Stehen ferner beide Nicol's gegen einander um 90° gedreht, und ist die Polarisationsebene des Polarisators wie ad 1. parallel der Einfallsebene, wird dann aber das Licht durch eine kleine Drehung des Polarisators nach rechts wiederhergestellt, so wird das Licht durch eine Linksmagnetisirung in abnehmender Stärke vom Einfallswinkel 85° abwärts bis 75° verstärkt, unter 75° im Gegentheil geschwächt.

4. Ist endlich in dem vorliegenden Fall zuerst die Polarisationsebene des Polarisators senkrecht zur Einfallsebene, so wird stets die Wirkung einer Rechtsdrehung des letzteren durch eine Linksmagnetisirung verstärkt, und zwar zunehmend von dem Einfallswinkel 90° bis etwa 60°, dann abnehmend.

Im allgemeinen wirkt also die Rechtsmagnetisirung im gleichen Sinn mit einer kleinen Rechtsdrehung des Analysators und einer kleinen Linksdrehung des Polarisators aus ihrer gekreuzten Stellung; nur wenn die Polarisationsebene des einfallenden Lichtes auf der Einfallsebene senkrecht steht, ist das erste, wenn sie der Einfalls-

ebene parallel ist, das zweite dieser Verhältnisse für alle Einfallswinkel zwischen dem Haupteinfallswinkel und der normalen Incidenz umgekehrt.

Stahlspiegel wirken wie Eisenspiegel.

Ganz analoge Resultate ergeben sich, wenn man vor das polarisirende Nicol einen schmalen Spalt in den Gang des Lichtstrahls einfügt. Bei gekreuzten Nicol's erscheint dann ein dunkeler horizontaler Streifen in dem Spalt, der sich bei Drehung des einen oder anderen Nicol's nach oben oder unten verschiebt. Ebenso verschiebt er sich bei der Magnetisirung des reflectirenden Eisenstabs, vollkommen entsprechend den eben ausgesprochenen Sätzen.

Analoge Resultate ergeben sich auch bei Einfügung der comprimirten Glasplatte in den Weg des reflectirten Strahles.

Sind die Nicol's gekreuzt, die Polarisationsebene des Polarisators parallel der Einfallsebene, und wird das Licht durch Einfügung der comprimirten Glasplatte schwach wiederhergestellt, so ändert sich bei einem Einfallswinkel von 75° die Helligkeit bei der Magnetisirung kaum, da in diesem Fall die Magnetisirung mit keiner Drehung des Polarisators übereinstimmend wirkt. Steht die Polarisationsebene senkrecht auf der Einfallsebene, so wird das bei einem Einfallswinkel von 75° durch die comprimirte Glasplatte wiederhergestellte Licht durch eine Rechtsmagnetisirung (welche wie eine Linksdrehung des Polarisators wirkt) verstärkt und umgekehrt. Die Wirkung wächst bis zum Einfallswinkel von etwa 60° und nimmt dann wieder ab.

Bei anderen Versuchen lag die Einfallsebene des Lichts, entgegen den bisherigen Experimenten, senkrecht gegen die Magnetkraftlinien; es zeigte sich keine Wirkung, mochten die Strahlen normal oder streifend einfallen. Ebenso wenig zeigte sich eine Wirkung bei normalem Einfall, welches auch die Lage der Einfallsebene gegen die Magnetkraftlinien sein mochte.

Es ergibt sich also nach Kerr, dass zwischen dem streifenden Einfall und dem Haupteinfallswinkel die Pola-

risationsebene des reflectirten Lichtes stets entgegen der Richtung der Molecularströme gedreht wird.

Ist die ursprüngliche Schwingung senkrecht oder parallel zur Reflexionsebene, so lässt sich die gedrehte Schwingung in eine der ursprünglichen Schwingung gleichgerichtete und eine darauf senkrechte Componente zerlegen, welche nach denselben Gesetzen in Bezug auf Veränderung ihrer Phase u. s. f. reflectirt werden, wie vor der Magnetisirung. Mag die letztere neue Componente senkrecht oder parallel der Reflexionsebene, der Einfallswinkel ein beliebiger sein, so ist die Verzögerung in der Phase der neuen Componente stets ein Winkel im ersten Quadranten zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$ und näher an ersterer (im Vergleich mit einem normalen, in der Einfallsebene polarisirten und in derselben Phase, wie die ursprüngliche Schwingung, einfallenden reflectirten Strahl). G. W.

XXXVIII. ***M. Gaugain.*** ***Ueber die vorübergehende Aenderung des permanenten Magnetismus*** (C. R. LXXXVI. p. 536—539. 1878.).

Gaugain hat gezeigt, dass die vom Ref. gefundene Verminderung der permanenten Magnetisirung eines Stahlstabes beim Erwärmen und die Vermehrung beim Erkalten nach mehrfachen Temperaturänderungen zwischen 0 und 100° auch für grössere Temperaturschwankungen bis 400° stattfindet. Dagegen hatte L. Favé beobachtet, dass der permanente Magnetismus eines bei hoher Temperatur magnetisirten und auf 0° abgekühlten Stabes beim Erwärmen zuerst bis zu einem Maximum ansteigt, dann aber definitiv verschwindet (vgl. Beibl. I. p. 525). Letzteres hat Gaugain nicht beobachtet, wohl aber, dass bei solchen bei 350° magnetisirten Stäben bei häufigen Temperaturwechseln zwischen zwei bestimmten Grenzen T und t ein stabiler Zustand eintritt, bei dem jeder Temperatur eine bestimmte, mit steigender Temperatur wachsende Magnetisirung entspricht, während bei Magnetisirungen unter 100°

nach wiederholten Temperaturwechseln der niedrigsten Temperatur die grösste Magnetisirung entspricht.

Werden die Stäbe daher bei einer mittleren Grenztemperatur ϑ magnetisirt, z. B. 10 mm dicke und 300 mm lange, häufig ausgeglühte Stäbe von Sheffieldstahl bei etwa 150^0, so wird bei ihnen die durch Temperaturänderungen bewirkte vorübergehende Aenderung der Magnetisirung Null. Es ist schwierig, hierbei genau die erforderliche Temperatur zu treffen.

Aehnlich wie Stäbe verhalten sich Röhren.

Wird ein System aus einem massiven Kern und einer Röhre bei niederer Temperatur magnetisirt, dann zwischen 300 und 15^0 oft erwärmt und abgekühlt, so wird bei jeder Erwärmung der directe Magnetismus des Kerns vermindert und der umgekehrte der Röhre vermehrt. Die Summe beider Wirkungen verursacht eine Verminderung des Magnetismus des Systems; die vorübergehende Aenderung desselben ist daher negativ.

Ist das System bei etwa 300^0 magnetisirt, so bewirkt nachher jede Erwärmung eine Vermehrung des directen Magnetismus des Kernes, eine Verminderung des umgekehrten Magnetismus der Röhre; die vorübergehende Aenderung des Magnetismus des Systems ist positiv.

Ist das System bei der Grenztemperatur ϑ magnetisirt, so vermindert jede weitere Erwärmung sowohl den directen Magnetismus des Kerns wie den umgekehrten der Röhre. Sind beide Aenderungen gleich, so bleibt der Gesammtmagnetismus ungeändert.

Zuweilen hat, wie schon früher (Beibl. I. p. 525) gezeigt ist, ein bei hoher Temperatur in einem bestimmten Sinn magnetisirter Stab nach der Abkühlung auf die Zimmertemperatur eine entgegengesetzte Magnetisirung; umgekehrt können, nach den gegenwärtigen Versuchen, zuweilen ein Stab oder ein System, welche in der Kälte magnetisirt sind, bei hoher Temperatur die entgegengesetzte Magnetisirung zeigen.

G. W.

XXXIX. ***H. und F. Streintz. Die electrischen Nachströme transversal-magnetischer Eisenstäbe*** (Wien. Ber. LXXVI. 20. Dec. 1877. Separatabz. p. 1—17.).

Durch die Versuche des Ref. (Galv. (2) II. § 485) war festgestellt, dass die Molecüle eines Eisen- oder Stahldrahtes durch einen hindurchgeleiteten Strom transversal gerichtet werden. Ihre Einstellung lässt sich bei Torsion der Drähte durch die Magnetisirung derselben sowie die dabei entstehenden Inductionsströme in den Drähten u. s. f. nachweisen. Ganz analog wie bei anderen Magneten werden die so gerichteten Molecüle durch Erschütterungen in ihre unmagnetische Lage zurückgeführt, wie Villari (Galv. II. (2) § 475) direct gezeigt hat. Ein durch den Draht vom Radius a geleiteter Strom von der Intensität i wirkt auf jeden Molecularmagnet nach dem Biot-Savart'schen Gesetz. Verlegt man die Wirkung in einen Querschnitt, in dem sich alle Kräfte concentriren lassen, so wird ein im Abstand r von der Axe des Drahtes gelegener Molecularmagnet vom freien Magnetismus μ nicht von dem durch die concentrischen Kreise vom Radius r und a begränzten Drahtsück beeinflusst, sondern nur von dem durch die innere Kreisfläche vom Radius r fliessenden Stromesantheil, und zwar mit der Kraft $k\frac{\mu i r}{a^2}$, so dass also bei gleicher Stromintensität in Drähten von verschiedenen Durchmessern die auf gleich weit von der Axe gelegene Molecularmagnete wirkenden Kräfte sich umgekehrt wie die Quadrate der Radien der Drähte verhalten.

Die Summe aller magnetisirenden Kräfte, welche auf die gleichnamigen Pole aller in einem Drahtstück von der Länge l liegenden Molecularmagnete wirkt, ist demnach:

$$R = \int_0^r\int_0^l\int_0^\pi k\frac{\mu i r}{a^2} n \,.\, r\, dr\, dl\, d\varphi = \tfrac{2}{3}\pi k n \mu i l a.$$

(vgl. auch Kirchhoff, Wied. Galv. (2) II. § 442.). Diese Kraft ist also bei gleicher Stromintensität dem Durchmesser der Drähte proportional.

Bei den Versuchen wurde der Strom einer Batterie,

meist von vier Bunsen'schen Elementen, durch eine Tangentenbussole und den in ostwestlicher Lage aufgestellten Stab geleitet; sodann durch einen Quecksilbercommutator die Verbindung umgelegt, dass der Draht mit einem entfernten, sehr empfindlichen Spiegelgalvanometer verbunden war. Um die Stäbe möglichst gleichförmig zu erschüttern, wurde ein 14 cm langer, 2,4 kg schwerer Kupfercylinder conaxial zum Eisenstab in einer messbaren Entfernung, etwa 1—2 mm vor seinem Ende, an zwei mal zwei 42 cm langen Schnuren an zwei Haken aufgehängt. Der Cylinder wurde gehoben und gegen den Stab fallen gelassen. Die lebendigen Kräfte verhielten sich bei den Stössen dabei wie 1 : 2 : 3 : 4.

Sind bei aufeinanderfolgenden Stössen die durch das Galvanometer geführten Electricitätsmengen E_1, $E_2, \ldots$, und ist das logarithmische Decrement der Schwingungen seines Magnetes gleich λ, so sind die aufeinanderfolgenden Ausschläge:

$$\varphi_1 = k e^{-\lambda} E_1, \quad \varphi_2 = k e^{-\lambda} E_2, \quad \text{also } \Sigma\varphi = k e^{-\lambda} \Sigma E,$$

so dass die Summe aller Ausschläge der gesammten, durch die einzelnen Stösse erregten Inductionswirkung oder dem gesammten Verlust an Transversalmagnetismus entspricht, gleichviel, ob die Stösse nacheinander stärker oder schwächer in beliebiger Reihenfolge stattfinden.

Bei einem Stab von 7,2 mm Durchmesser und 2 m Länge, der an seinem westlichen Ende so oft geschlagen wurde, dass der Galvanometerausschlag unter 1 mm gesunken war, waren namentlich die Summen der auf diese Weise erhaltenen Ausschläge bei zwei Versuchen einander sehr nahe gleich (79,0 und 78,9), ebenso als nachher der Stab jedesmal auch noch am östlichen Ende ebenso lange geschlagen wurde (insgesammt 104,7 und 102,5).

Bei wiederholtem Durchleiten des Stromes ist der remanente Magnetismus der transversalmagnetisirten Drähte, wie auch Herwig gezeigt, kleiner, als bei einmaligem Durchleiten. Dies wird durch die Versuche beim Schlagen bestätigt. Bei wiederholten Schliessungen ergab sich z. B.:

Schliessungen.	Schlag 1.	2.	3.	Summe.
1	40	11,5	6,0	58
5	30	9,0	4,4	43,9
10	30	7,8	4,5	42,3
100	26,5	8,3	4,0	38,8
1000	25,5	7,8	4,0	37,3.

Nach einmaliger Umkehrung des Stromes treten aber die früheren Werthe wieder ein.

Die aufeinanderfolgenden Ausschläge bei 1 bis x Schlägen lassen sich recht gut durch die auch für die elastische Nachwirkung geltende Formel $y = ax^{-b}$ darstellen.

Je grösser hierbei der Galvanometerausschlag beim ersten Stoss ist, desto kleiner muss er bei dem späteren sein, da die Summe aller Ausschläge dem Verlust an dem gesammten, stets gleichen Magnetismus entspricht.

Bei verschiedener Intensität der magnetisirenden Ströme ergeben sich, wie vorauszusehen, keine einfachen Verhältnisse. Bei Stäben von verschiedenem Durchmesser d waren bei gleicher Stromintensität und gleichen Stössen die Galvanometerablenkungen:

	d	7,2 mm	6,6 mm	5,55 mm
Stoss	1.	51,5	64,0	72,0
„	2.	16,5	14,0	11,5,

so dass, entsprechend der Theorie, beim ersten Stoss der Magnetismus des dünnen Stabes mehr verändert wird. Bei Stäben von 1 m Länge waren die Ausschläge etwas kleiner, als die Hälfte der Ausschläge bei doppelt so langen Stäben.

Die Dauer der Schliessung des magnetisirenden Stromes hat auf die Erscheinungen selbstverständlich, wie schon Villari beobachtete, keine Wirkung. Wird der Strom plötzlich geschlossen und langsam geschwächt, so bleibt der Transversalmagnetismus ungeändert.

Leitet man nach dem ersten Strom einen schwächeren Strom in entgegengesetzter Richtung durch den Stab, so kann man dadurch die ursprüngliche Magnetisirung aufheben. Wird der Gegenstrom wiederholt hintereinander

geschlossen, so ändert sich der Strom beim Schlagen dadurch nicht wesentlich. G. W.

XL. ***A. Oberbeck. Ueber die Fortpflanzung der magnetischen Induction im weichen Eisen*** (Habilitationsschrift, p. 1—30. Halle a./S. 1878.).

Ein Eisenring von 18 cm innerem, 20 cm äusserem Durchmesser und 2 cm Metalldicke war auf seinem 15 ten Theil (4 cm Länge) mit einer Magnetisirungsspirale von 145 Windungen bedeckt. Auf denselben war ausserdem eine aus wenig (2—12) Windungen bestehende verschiebbare Inductionsspirale gewunden. Wurde dieselbe dicht neben die magnetisirende Spirale, und nachher 90 und 180° entfernt von derselben angebracht, und der magnetisirende Strom durch einen Commutator umgekehrt, so nahmen u. A. die den Aenderungen der magnetischen Momente an den betreffenden Stellen entsprechenden Inductionsströme von der einen zur andern Stelle um etwa 7 und 2,2 % ab. Auch als die Magnetisirungsspirale aus zwei je 3 cm breiten, diametral gegenüberstehenden Rollen gebildet war, betrug die Intensität der Inductionsströme an der um 90° von den Magnetisirungsspiralen entfernten Stellen etwa nur 2 % weniger, als dicht neben denselben, und war innerhalb gewisser Grenzen ziemlich unabhängig von der Intensität der magnetisirenden Ströme, deren Inductionswirkung selbst zu vernachlässigen ist. Da hierbei das Maximum der Magnetisirung im ganzen Ringe noch nicht erreicht ist, was dieselben Consequenzen mit sich bringen würde, muss schon bei schwächeren Magnetisirungen die richtende Wechselwirkung der Theilchen sehr gross sein. (Die geringe Aenderung der magnetischen Momente in einem geschlossenen System folgt auch schon aus den älteren Versuchen von dal Negro, J. Müller, Dove, Dub, wonach die Lage der Magnetisirungsspirale auf die Anziehung und Tragkraft geschlossener Electromagnete von geringem Einfluss ist.)

Ganz entsprechend wirken beim Durchleiten gleicher,

entgegengesetzter Ströme durch die beiden Magnetisirungsrollen die Magnetisirungen gegen einander und es werden die Momente dicht an den Rollen etwa 13 mal kleiner, als bei gleichgerichteten Strömen. An den um 90⁰ von beiden Rollen entfernten Punkten sind die Momente selbstverständlich gleich Null. Ist die magnetisirende Kraft einer der beiden Rollen, z. B. ihre Windungszahl, grösser, so schieben sich, die Nullpunkte gegen die schwächer wirkende Rolle hin, und zwar um so mehr, je grösser auch bei unverändertem Verhältniss der magnetisirenden Kräfte, also bei gleich bleibenden Rollen, ihr absoluter Werth, also die Stromintensität ist, bis sicherlich endlich der ganze Ring der stärkeren Kraft entsprechend magnetisirt erscheint.

Werden hierbei die Inductionsspiralen nahe an die Nullpunkte gestellt, so zeigen die nach einer Umkehrnng des magnetisirenden Stromes erfolgenden Schwingungen der Nadel des Galvanometers nach dem ersten Ausschlage eine Zunahme und dann Ungleichmässigkeiten, welche den zeitlichen Verlauf der Magnetisirung an den einzelnen Stellen des Ringes andeuten. Liegt die Inductionsspirale näher an der schwächer wirkenden Spirale, so nimmt danach die erst erfolgte Vertheilung im Sinne des Stromes in letzterer bedeutend ab, um dann wieder langsam zuzunehmen; liegt sie näher an der stärker wirkenden Spirale, so nimmt der im Sinne des Stromes darin zuerst erzeugte Magnetismus längere Zeit hindurch ab.

Aehnliche Erscheinungen treten ein, wenn der Eisenring durch zwei gleiche, diametral gegenüberliegende und einander entgegenwirkende Spiralen (S, S') (von je 50 Windungen) magnetisirt, die Inductionsspirale auf den um 90⁰ von denselben entfernten Nullpunkt gebracht und nun durch Einfügung einer Nebenschliessung zu der einen Spirale der Strom in derselben wesentlich auf Null reducirt (a) oder umgekehrt durch Fortnehmen derselben in die Spirale eingeführt wird (e) (wobei die Gesammtintensität des Stromes sich nicht merklich ändert).

So ergaben sich z. B. die aus den Inductionsströmen J

berechneten magnetischen Momente *M*, nachdem zuerst der Strom beide Spiralen durchlief:

	Sa	*S'a*	*Se*	*S'e*	*S'a*	*Sa*	*S'e*	*Se*
J	−45,4	+ 9	+50,8	− 7	+ 6	− 5	−44,6	+11
M	−45,4	−36,4	+24,4	+17,4	+23,4	+18,4	−26,2	−15,2

	Sa	*S'a*	*S'e*	*Se*	*S'a*
J	− 5	+ 5	−10	+ 2	+50,8
M	−20,2	−15,2	−25,2	−23,2	+27,6,

Nach dem Oeffnen des Stromes in einer Spirale (*S*) magnetisirt sich also der ganze Ring im Sinne der anderen; wird auch diese (*S'*) geöffnet, so bleibt ein bedeutender remanenter Magnetismus zurück; der indess beim Schliessen der ersten Spirale (*S*) ganz umgekehrt wird. Wird dann auch die zweite Spirale geschlossen, so ist die Magnetisirung in den früheren Nullpunkten nicht wieder Null. (Aehnlich wie bei der Wirkung abwechselnd gerichteter Ströme auch in linearen Stäben Aenderungen in der Vertheilung der Momente eintreten.).

Aus den Formeln von Lamont (Wied. Galv. (2) II § 358 und flgde.) ergibt sich das Moment m eines Molecüls, das von der Mitte eines an allen Stellen durch gleiche Kräfte magnetisirten, linearen Stabes von der Länge $2l$ um x entfernt ist:

$$m = \frac{\mu}{1-2\alpha}\left\{1 - \alpha e^{-bl}\left(e^{+bx} + e^{-bx}\right)\right\},$$

wo μ das direct durch die äussere Kraft in jedem Molecül erzeugte Moment ist.

Das mittlere Moment aller Momente der Molecüle der Reihe ist gleich:

$$(m) = \frac{\mu}{1-2\alpha}\left(1 - \alpha\frac{1-e^{-bl}}{bl}\right).$$

Für einen unendlich langen oder in sich geschlossenen Stab wird dasselbe:

$$(m_\infty) = \frac{\mu}{1-2\alpha}.$$

Werden aus (m) und (m_∞) die correspondirenden Werthe k und u in der Gleichung $u = \frac{X}{1+kA}$ bestimmt, wo X die

magnetisirende Kraft, A eine vom Axenverhältniss eines ellipsoidischen Stabes abhängige Constante, k die Magnetisirungsconstante ist, so folgt, dass die Magnetisirungsfunction bei einem Ringe am grössten ausfällt und bei verschieden langen Stäben mit der Länge wächst (vgl. auch Pogg. Ann. CLVII. p. 280.).

Eine Vergleichung der betreffenden Werthe für einen 200 mm langen und 0,95 dicken Stab nach Oberbeck und einen Eisenring (nach Stoletow) ergibt u. A.:

Stab.		Ring.		Stab.		Ring.	
u	k	u	k	u	k	u	k
23,7	60,5	23,2	157,0	92,2	82,8	91,4	112,2
35,0	106,6	35,6	172,0	113,2	75,8	111,2	97,1
40,9	114,7	40,4	168,9	141,8	62,1	140,1	82,1
51,4	115,8	52,5	161,6	211,8	44,0	217,0	56,5
75,2	99,1	75,5	132,1	231,1	41,9	235,8	52,9
				361,2	28,7	307,3	42,1

G. W.

XLI. ***Herbert Tomlinson.*** *Ueber die Aenderung der Wärmeleitungsfähigkeit des Eisens und Stahls durch Magnetisirung* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 109—118. 1878. Vorläufige Mittheilung.).

In die eine Seite eines mit siedendem Wasser gefüllten Leslie'schen Würfels waren in 7,5 cm Abstand nebeneinander zwei Stangen von 1,29 cm Querschnitt von Eisen und Messing von resp. 25 und 45 cm Länge eingesetzt und auf denselben zwei Kupfer-Neusilber-Elemente an solchen Stellen befestigt, dass bei entgegengesetzter Verbindung mit einem Spiegelgalvanometer kein Strom angezeigt wurde. Eine etwaige kleine Ablenkung nach längerem Erwärmen der Stangen wurde durch einen Compensationsmagnet neutralisirt. Darauf wurde unter die Eisenstange ein Electromagnet (mit 2,5 cm dicken und 7,5 cm langen Eisenkernen) gestellt. Wurde bei Erregung desselben die Eisenstange longitudinal magnetisirt, so verzögerte sich der Wärmefluss. Verschiebungen der Stangen durch die magnetische Anziehung waren sorgfältig vermieden.

Bei anderen Versuchen wurde eine 1,2 cm lange und breite, 2 mm dicke, weiche, horizontale Eisenstange zwischen zwei ebenso breite und dicke verticale Messingstangen von resp. 2,5 und 5 cm Länge gelöthet und der obere Theil der längeren mit einem horizontalen, etwa 30 cm langen Messingstab von 1,2 cm im Quadrat Querschnitt verlöthet. Der ganze Apparat befand sich in einem mit Stanniol beklebten, mit Sägespänen gefüllten Holzkasten, aus dessen Wand das Ende der horizontalen Stange herausragte, welche in den Leslie'schen Würfel eingesetzt war. Der Electromagnet wurde unter den Eisenstab gestellt und mit zwei den letzteren conaxialen Halbankern versehen. Die Löthstelle des einen Thermoelementes befand sich resp. in den Sägespänen, die des anderen war mittelst eines elastischen Bandes auf der Eisenstange befestigt. Der Leslie'sche Würfel wurde mit siedendem Wasser gefüllt und die Aenderung des Standes des Galvanometers mit und ohne Magnetisirung des Eisenkerns beobachtet. Auch hier ergab sich bei longitudinaler Magnetisirung eine Abnahme des Wärmeflusses um etwa 3,3 $^0/_0$, bei transversaler Magnetisirung eine Zunahme um etwa 3,2 $^0/_0$. Bei hartem Stahl erfolgte die Wirkung in gleichem Sinne. Endlich wurden zwei harte Stahlstäbe von je 8 cm Länge und 1,2 cm Durchmesser zwischen je zwei ebenso dicke und etwa 110 cm lange conaxiale Kupferstäbe gelöthet, und die so gebildeten Stangen einerseits in die gegenüberliegenden Seiten eines Leslie'schen Würfels eingesetzt. Die anderen Enden der Stangen waren in kleine Holzkästchen eingefügt, die etwa 120 ccm Wasser enthielten. Zwei Thermoelemente in denselben waren entgegengesetzt mit dem Galvanometer verbunden. Ueber den Stahlstab der einen Stange war eine Magnetisirungsspirale geschoben. Doppelte Schirme vor dem Leslie'schen Würfel schützten die ferneren Theile der Stangen vor der Strahlung, die ebenso wie die Spirale und der Wasserkasten in Kästen voll Sägespänen eingesetzt waren.

Durch Aenderung der Wassermengen in den Kästen oder Anbringung einer Brückenleitung vor dem einen Ther-

moelement kann bei gleichem Wärmezufluss vor der Magnetisirung die Ablenkung des Galvanometers auf Null gebracht werden. Bei der Magnetisirung nahm wiederum der Wärmefluss im hartem Stahl (um kaum 1 %) ab. Bei weichen Eisenstäben betrug die Wirkung mindestens 10 %. (Diese Resultate stimmen mit den Versuchen von Maggi, Naccari und Bellati (Beibl. I. p. 475) nicht überein).

Die electrische Leitungsfähigkeit wurde bei der Magnetisirung um mindestens 6 % geändert. G. W.

XLII. ***A. Bréguet.*** *Ueber das Bell'sche Telephon und die Fadentelephone* (C. R. LXXXVI. p. 31—32. 100—101. 469—470. 1878.)

XLIII. ***G. Salet.*** *Ueber die Telephonie* (ib. p. 471—472. 1878.).

XLIV. ***A. Demoget.*** *Ueber das Telephon* (ib. p. 366—367. 1878.).

XLV. ***J. M. Romaine.*** *Neue Form des Telephons* (Nature XVII. p. 201. 1878.).

XLVI. ***H. W. Preece.*** *Ueber einige physikalische Verhältnisse des Telephons* (Chem. News XXXVII. p. 37—38. 1878.).

XLVII. ***Th. du Moncel.*** *Theorie des Telephons* (C. R. LXXXVI. p. 557—560. 1878.).

XLVIII. ***Fr. Rossetti.*** *Ueber das Telephon von Graham Bell* (Separatabz. aus Atti del R. Ist. Ven. (5) IV. 16. Dec. 1877. p. 1—7.)

XLIX. — *Beschreibung einiger Versuche mit dem Telephon* (Separatabz. ib. 15. Febr. 1878. p. 1—10.).

L. — *Ueber die Telephone ohne Platte* (Separatabz. ibid. 27. Febr. 1878. p. 1—5.).

LI. ***B. W. Warwick.*** *Merkwürdige Versuche mit dem Telephon* (Mondes XLVI. p. 4—6. 1878.).

LII. ***F. J. M. Page.*** *Einwirkung der Ströme des Telephons auf das Capillarelectrometer* (Nature XVII. p. 283. 1878.).

LIII. ***R. Sabine.*** *Dasselbe* (ib. p. 379—380. 1878.).

LIV. ***A. Bréguet.*** *Ein neues Quecksilbertelephon* (C. R. LXXXVI. p. 711—715. 1878.).

Die Abänderungen des Telephons werden jetzt wesentlich nach zwei Richtungen vorgenommen. Einmal benutzt man den schon von Reiss angegebenen Zeichengeber, bei dem durch eine oscillirende Platte ein Stromkreis geöffnet und geschlossen wird, der die Spirale des Zeichenempfängers, eines gewöhnlichen Telephons, in sich schliesst. So lassen z. B. Garnier und Pollard gegen die Weissblechplatte des Zeichengebers das eine Ende eines gewöhnlichen Bleistiftes schwach gegendrücken. Die Platte und der Beistift sind mit den Enden der Leitung unter Einschaltung von 10 Leclanché-Elementen verbunden. Der Stahlmagnet des Zeichenempfängers wird dabei durch einen weichen Eisenstab ersetzt. Salet wendet statt des Bleistifts ein Stück Gaskohle an, welches die Blechplatte auf einer grösseren Fläche berührt. — In anderen Fällen sucht man das eigentliche Bell'sche Telephon zu verbessern, z. B. durch Anbringung durchlöcherter Platten hinter der vibrirenden Platte, durch Anwendung von hohlen Magneten (Demoget), oder durch Ersatz der Eisenplatte durch eine in einer Ebene gewundene, auf ein Kartenblatt geklebte Drahtspirale, durch die der Strom eines Bunsen'schen Elementes geleitet wird (Romaine).

Im zeichenempfangenden Telephon kann man die dünne Eisenplatte durch eine dickere, auch durch eine unmagnetische Platte ersetzen, ja sie auch nach Rossetti, Warwick und Spottiswoode [1]) ganz fortlassen, wenn man den Magnet nur sehr nahe an das Rohr bringt. Ist die unmagnetische Platte aus Kupfer, so wirken die bei ihren Schwingungen durch den Magnet in ihr inducirten Ströme auf letzteren zurück. Ist sie aus nicht leitendem Stoff oder fehlt sie, so wirkt das Telephon nur, wenn die den Magnet umgebende Spirale nicht fest ist, sondern vibriren kann. Besonders stark wirkt dasselbe, wenn die Spirale mit der Eisenplatte verbunden ist und so beide gemeinsam schwingen

1) Telegr. Journ. 1878. p. 96.

(Rossetti). Die Inductionsströme sind für das Telephoniren besonders wegen ihrer kurzen Dauer geeignet; auch entladen die den zuerst erzeugten Strömen folgenden entgegengesetzten Ströme jedesmal die Leitung wieder. Sehr gute Resultate hat Rossetti erhalten, indem er die Telephone an beiden Stationen mit den inducirenden Rollen zweier Inductoren verbindet, deren Inductionsrollen durch die Leitung zu einem geschlossenen Kreise verbunden sind.

Auch hat man vorgeschlagen, die Leitungsdrähte beim Telephoniren mit einer mit der Erde verbundenen Metallhülle zu umgeben, um so die störenden Inductionswirkungen benachbarter Ströme zu vermeiden (Preece) u. s. f.

Leitet man die Ströme des Telephons durch eine Quecksilbersäule, welche in einem Capillarrohr beiderseits durch verdünnte Schwefelsäure begrenzt ist, z. B. ein Capillarelectrometer, so erhält man fast stets eine Bewegung des Quecksilbers (Page). Da beide Contactflächen des letzteren mit der Säure meist ungleich oxydirt sind, so ist meist ein Impuls zur Bewegung vorhanden; indess ist derselbe gewöhnlich zu schwach, um die Bewegungshindernisse zu überwinden. Beim Durchleiten der alternirenden Inductionsströme des Telephons addirt sich hierzu die Wirkung der letzteren im einen Sinne, so dass sie die wirkliche Bewegung vermitteln, während die Impulse im anderen Sinne noch weiter geschwächt werden (Sabine).

Ein derartiges Telephon, ähnlich wie das Lippmann'sche Capillarelectrometer, hat Bréguet zu construiren versucht. Eine unten capillar ausgezogene, verticale Röhre taucht in ein Glas voll verdünnter Schwefelsäure, in welches unten Quecksilber gegossen ist. Die Röhre ist ebenfalls theilweise mit Quecksilber gefüllt und oben mit einer Metallplatte bedeckt. Das Quecksilber in den Gläsern, sowie in den Röhren zweier solcher Apparate ist durch Leitungsdrähte verbunden. Wird über der Platte einer Röhre gesprochen, so geräth das Quecksilber in derselben in Schwingungen, die eine Aenderung der electromotorischen Kraft an seiner Contactstelle mit der Säure bedingen. Hierdurch wird wiederum im zweiten Apparat

der Stand des Quecksilbers oscillatorisch geändert, und die Platte desselben gibt die Schwingungen der Platte des ersten Apparates wieder.

Zur praktischen Ausführung haben Bréguet, Lippmann auch in eine einige Centimeter lange, mit verdünnter Schwefelsäure gefüllte dünne Glasröhre einige Tropfen Quecksilber gebracht, deren äusserste mit Platindrähten in Verbindung sind, die durch die geschlossenen Enden der Röhre hindurchgehen. Auf die Röhre ist ein kreisrundes Tannenbrett geschoben, welches als Tonempfänger dient, resp. an das Ohr gelegt wird.

Die Tendenz der Beiblätter gestattet nicht, die mannigfachen, mehr technischen Versuche in der einen oder anderen Richtung, so wie zur Construction von Signalapparaten beim Telephoniren aufzuzählen. Wir beschränken uns darauf, die theoretisch wichtigen Einrichtungen und Erscheinungen, sowie die Anwendung des Telephons für physikalische Zwecke zu besprechen und auch nur derartige Arbeiten zu citiren. G. W.

LV. ***E. du Bois-Reymond. Zusatz zu einer am 30. Nov. 1877 der physiologischen Gesellschaft zu Berlin gemachten Mittheilung*** (Arch. f. Phys. p. 582. 1877.).

Fallen bei einem Klange die Intensitäten der durch die Glieder einer Sinusreihe dargestellten Partialtöne, wie gewöhnlich, schnell mit wachsender Ordnungszahl, so kann doch zuweilen, z. B. bei den Vocalklängen, ein solcher Partialton durch Resonanz verstärkt erscheinen. Construirt man dann graphisch neben der gebrochenen Linie, welche diese Intensitäten als Ordinaten zu den Ordnungszahlen der Töne als Abscissen verbindet, die Linie, welche die entsprechenden Intensitäten der durch das Telephon fortgepflanzten, durch eine Cosinusreihe dargestellten Partialtöne als Ordinaten verbindet, so ist zwar das Verhältniss der relativen Intensitäten geändert, aber im ganzen hat die letztere gebrochene Linie doch denselben Charakter wie die erste; namentlich tritt die Verstärkung des einen

oder anderen Partialtons noch hervor; so dass, wenn auch innerhalb gewisser Grenzen die Klangfarbe geändert wird, dies nicht in höherem Grade zu geschehen braucht, als es in der That geschieht.

G. W.

LVI. ***P. Serpieri* *und* *S. Cappanera.*** *Das Telephon* (L'Elettr. II. p. 95—98. 1878.).

Die einzelnen Vocale und Silben werden nicht genau gehört, wie sie gesprochen werden, wie man namentlich beim Telephoniren in einer dem Hörenden unbekannten Sprache beobachten kann; so hört man:

	e	*a*	*tr*	*n*	*s*	*et*	*eb*	*d*	*t*	*ic*	*dra, tra*
wie	*a*	*e*	*cr, dr, pr, fr*	*m*	*f*	*el*	*eu*	*t*	*d*	*ip*	*gra*

	ti	*at*	*i*	*u*	*l*	*o*	*v*
wie	*chi*	*ai*	*u*	*i*	*r*	*é*	*b*

Habe wird wie *fode* oder *ode*, *ich* wie *ir*, *wichtiges* wie *vistiges*, *geschlafen* wie *teslafen* oder *geflagen* gehört. Es bedarf also noch des Urtheils und der Combinationsgabe des Hörenden, um die empfangene Depesche richtig wiederzugeben; zum Selbstregistriren wird aber kaum ein telephonischer Zeichenempfänger angewendet werden können.

G. W.

LVII. ***Herbert Tomlinson.*** *Anwendung des Telephons zu Widerstandsbestimmungen* (Nature XVII. p. 379—380. 1878.).

Nach R. S. Brough (vgl. Preece, Chem. News XXXVII. p. 37—38. 1878) soll der beim Telephoniren auftretende Strom nur 10^{-9} Einheiten in absolutem Maass betragen.

Nach Warren de la Rue[1]) würde die Intensität der Ströme im Telephon nur die des Stromes eines durch einen Widerstand von 100 Megohm (10 Millionen Kilometer Telegraphendraht von 4 mm Dicke) geschlossenen Daniell'schen Elementes sein.

---

1) Telegr. Journ. 1878. p. 97.

Bei dieser grossen Empfindlichkeit des Telephons kann es sehr wohl zur Erkennung der Anwesenheit alternirender Ströme benutzt werden. Wenn man z. B. mittelst der Wheatstone'schen Brücke unter Anwendung solcher Ströme Widerstandsbestimmungen vornimmt, kann es an Stelle des Dynamometers in die Brücke eingeschaltet werden, um das Verschwinden des Stromes darin zu beobachten. Dabei bringt man die veränderliche Verbindung (die auf dem Messdraht schleifenden Theile) besser in den Zweig, der die Kette enthält, als in den des Telephons.

Aehnlich würde sich das Telephon auch zu Bestimmungen der electromotorischen Kraft verwenden lassen.

G. W.

LVIII. **G. Forbes.** *Das Telephon ein Präcisionsinstrument (Anwendung zum Nachweis sehr schwacher Ströme)* (Nature XVII. p. 343. 1878.).

Wird der Strom einer Thermosäule, die durch einen etwa 2 m entfernten Bunsen'schen Brenner bestrahlt ist, durch ein Telephon geführt und der Stromkreis durch einen über eine Feile hingeführten Kupferdraht unterbrochen, so hört man deutlich ein Geräusch; ebenso selbst ohne Einfügung der Thermosäule, nur durch den Thermostrom infolge der zufälligen Temperaturungleichheiten im Schliessungskreise; schwächer im letzten Fall auch bei Einschaltung des menschlichen Körpers in denselben. Zuerst hat Prof. Tait Thermoströme am Telephon benutzt.

G. W.

LIX. **Aurel de Riatti.** *Das Telephon* (Nature XVII. p. 380. 1878.).

Die Spiralen auf den Schenkeln eines Hufeisenmagnets werden so hintereinander verbunden, dass die hindurchgeleiteten Inductionsströme eines zeichengebenden Telephons einander entgegen wirken. Werden dann auf die Schenkel Eisenstäbe gesetzt, welche die Stelle der Magnete am zeichenempfangenden Telephon ersetzen, so hört man

in ihnen deutlich die in dem Zeichengeber aufgegebenen Töne (sicherlich, weil die magnetisirende Wirkung nicht ganz aufgehoben ist).

Auch wenn man die Leitung des Telephons durch eine Leydner Flasche unterbricht, so dass ein Ende der ersteren mit der inneren, das benachbarte Ende mit der äusseren Belegung der Flasche verbunden ist, können Töne fortgepflanzt werden; indess äusserst schwach.

Stopft man die Räume um die Eisenplatte des Telephons mit Watte voll oder berührt sie leise mit dem Finger, so hört man doch noch die Töne. (Die Eisenplatte muss beim Telephon wesentlich als Resonanzboden für möglichst viele Töne mitschwingen; daher auch alle Bedingungen, welche dieselbe verhindern, für sich als Ganzes zu schwingen, möglichst einzuhalten sind.) G. W.

LX. ***Schneebeli.*** *Anwendung des Telephons bei Vorlesungen* (Arch. de Gen. (2) LXII. p. 74—75. 1878.).

Lässt man durch die Spirale des Telephons die durch eine electrische Stimmgabel unterbrochenen Ströme einer Säule hindurchgehen und schaltet in den Schliessungskreis eine kleine Spirale ein, so ändert sich die Stärke des Tones im Telephon, wenn man der Spirale eine zweite, geschlossene Spirale mit oder ohne Eisenkern nähert u. s. f.

Leitet man wiederum die durch eine electrische Stimmgabel von 200 einfachen Schwingungen erzeugten inducirten Ströme hindurch, so hört man die Octave des Tones der Gabel. Bringt man die hohle Hand auf die Oeffnung des Telephons und ändert ihre Form und die Weite der Oeffnung zwischen Daumen und Zeigefinger oder bringt davor eine kleine, mit einer Oeffnung und einem in das Mundstück des Telephons passenden Cylinder versehene Pappschachtel, so kann man leicht die Vocale *u*, *o*, *a* erzeugen.

Schlägt man mit der hohlen Hand wiederholt auf das Telephon, so hört man den Consonanten *b*; bewegt man leise die Hand darauf, den Consonanten *w*. G. W.

LXI. ***J. E. H. Gordon.*** *Das Telephon als Mittel, die Zahl der Unterbrechungen zu zählen* (Nature XVII. p. 424. 28. März 1878.).

Leitet man den primären Strom ganz oder theilweise, oder auch den secundären Strom eines Inductoriums, oder den Strom einer electromagnetischen Maschine durch das Telephon, so kann man durch den Ton desselben die Zahl der Unterbrechungen bestimmen. G. W.

LXII. ***W. Spottiswoode.*** *Ueber geschichtete Entladungen eines Condensators von grosser Capacität* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 60—62. 1878.).

Wird eine grössere Leydner Batterie durch ein Inductorium geladen, dessen Inductionsrolle einerseits direct mit der äusseren Belegung, andererseits unter Zwischenschaltung einer Unterbrechungsstelle in der Luft oder einer Spectralröhre mit der inneren Belegung verbunden ist, und sodann durch eine Entladungsröhre mit verdünnter Luft entladen, so erscheint eine Schichtung, wenn die eine Electrode der Röhre mit der äusseren Belegung direct, die andere, zugespitzte der inneren Belegung in etwas grösserer Entfernung, als der Schlagweite, gegenübergestellt wird. Innerhalb der Schlagweite erscheint nur die ungeschichtete Entladung ohne dunkeln Raum; bei sehr viel grösseren Entfernungen ist dieselbe wolkig und undeutlich geschichtet. Bei sehr grossen Plattencondensatoren aus Stanniolblättern von 1,300 □′ Oberfläche und 8 fach zwischengelegten paraffinirtem Pflanzenpapier dauern diese Entladungen mehrere Minuten und sind deutlich geschichtet, namentlich wenn die eine Electrode direct, die andere unter Einschaltung eines grösseren Widerstandes mit den Belegungen verbunden werden. Im rotirenden Spiegel scheinen die Schichten bei abnehmender Spannung sich erst im einen, dann im entgegengesetzten Sinne zu verschieben. Bei Einschaltung grosser Widerstände theilen sich die Schichten in zwei. G. W.

Literatur-Uebersicht.

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akademie.

A. Haberditzl. *Ueber den von Dvořak beobachteten Variationston (Bd. LXXVII. 28. Febr. 1878), p. 1—3.*

Chemische Berichte. 1878. Bd. XI. Heft 7—8.

H. Kopp. *Zu A. Naumann's Methode der Moleculargewichtsbestimmung, p. 689—692.*

H. Gilm. *Die Flammenreaction der Borsäure als Vorlesungsversuch, p.. 712—713.*

J. H. Gladstone und A. Tribe. *Untersuchungen über die Einwirkung des Kupferzinkpaares auf alkalische Oxysalze, p. 717—722.*

W. Staedel. *Ueber die Regelmässigkeit in den Siedepunkten der gechlorten Aethane, p. 744—750.*

A. Ladenburg. *Untersuchungen über den absoluten Siedepunkt, p. 818—822.*

B. Brauner. *Ueber das Atomgewicht des Berylliums, p. 872—874*

L. F. Nilson und O. Petterson. *Ueber das Atomgewicht des Berylliums, Erwiderung an Herrn Lothar Meyer, p. 906—910.*

H. W. Vogel. *Ueber die Verschiedenheit der Absorptionsspectra eines und desselben Stoffes, p. 913—920.*

Kolbe, Journal f. prakt. Chemie. 1878. Bd. XVII. Heft 5.

J. Thomsen. *Thermochemische Untersuchungen XXVII. Die Lösungswärme der Nitrate, Sulfate, Dithionate und einiger anderer Salze, p. 177—183.*

H. Ost. *Ueber die Löslichkeit der drei Oxybenzoesäuren und der Benzoesäure in Wasser, p. 228—234.*

Polytechnisches Notizblatt. 1878. Bd. XXXIII. Nr. 4—7.

G. Lorenz. *Rufapparat für Telephonleitungen, p. 109—111.*

Zeitschr. für Krystallogr. u. Mineral. 1878. Bd. II. Heft 2.

H. Baumhauer. *Aetzversuche an Quarzkrystallen, p. 117—125.*

F. Klocke. *Ueber die Aetzfiguren der Alaune, p. 126—146.*

K. J. S. Smith. *Ueber die Eigenschaften eines parallelepipedischen Systemes, p. 204.*

Wollny, Agriculturphysikal. Forschungen. Bd. X. Heft 4.

E. Wollny. *Untersuchungen über den Einfluss der Exposition auf die Erwärmung des Bodens, p. 263—294.*

Comptes rendus. 1878. T. LXXXVI. Nr. 16—18.

A. Cornu und J. B. Baille. *Influence des termes proportionels au carré des écarts dans le mouvement oscillatoire de la balance de torsion, p. 1001—04.*

C. Decharme. *Sur le givre produit par capillarité et évaporation à propos d'une comm. de M. Tanret, p. 1004—05.*

L. Troost. *Observations relatives à une note de MM. Moitessier et R. Engel sur l'hydrate de chloral, p. 1021—22.*

A. Terquem. *Sur la production des systèmes laminaires de Plateau, p. 1057—58.*

J. L. Soret. *Sur les spectres d'absorption ultra-violets des terres de la gadolinite, p. 1062—64.*

M. Lévy. *Sur la composition des accélérations d'ordre quelconque et sur un problème plus générale que celui de la composition des mouvements, p. 1068—71.*

Warren de la Rue *et* ***H. W. Müller.*** *Sur la décharge électrique dans les tubes contenant des gaz raréfiés, p. 1072—75.*

H. Becquerel. *De la rotation magnétique du plan de polarisation de la lumière sous l'influence de la terre, p. 1075—77.*

Bourbouze. *Suppression du fil de retour dans l'emploi du téléphone, p. 1077.*

Gouy. *Sur la transparence des flammes colorées pour leurs propres radiations, p. 1078—80.*

G. Salet. *Sur la densité de vapeur du sulfure d'ammonium, p. 1080—81.*

A. Cornu. *Sur l'extension à la propagation de l'électricité des formules de Fourier relatives à la diffusion de la chaleur, p. 1120—23.*

Pellat. *De l'impossibilité de la propagation d'ondes longitudinales persistantes dans l'éther libre on engagé dans un corps transparent, p. 1126—28.*

Gressier. *Note sur l'emploi télégraphique du téléphone, p. 1129—30.*

Th. du Moncel. *Observations relatives à la comm. précédente, p. 1130—33.*

Journal de physique. 1878. T. VII. April.

H. Pellat. *Remarques sur les chaleurs spécifiques des vapeurs, p. 117—123.*

C. Vincent. *Emploi du chlorure de méthyle comme agent frigorifique, p. 123—127.*

C. M. Gariel. *Sur le numérotage des verres de lunettes, p. 127—130.*

Les Mondes (2) 1878. T. XLVI. Nr. 1—2.

B. W. Warwick. *Expériences curieuses de téléphonie, p. 4—6.*

Proceed. of the Roy. Soc. Lond. 1878. Vol. XXVII. Nr. 186.

W. Abney. *On the photometry of the magnetoelectric light, p. 157—166.*

R. W. Coppinger. *Some experiments on conductive properties of ice, made in Discovery Bay, p. 183—189.*

Ch. Tomlinson. *On the function of the sides of the vessel in maintaining the state of supersaturation, p. 189—195.*

W. E. Ayrton und J. Perry. *Contact theory of voltaic action, p. 196—238.*

— On the viscosity of dielectrics, p. 238—245.

J. Tyndall. *Recent experiments on fog signals, p. 245—258.*

J. E. H. Gordon. *Measurments of electrical constants, Nr. II. On the specific inductive capacities of certain dielectrics, p. 270—271.*

G. Gore. *On the thermoelectric properties of liquids, p. 272—273.*

Philosophical Magazine (5) 1878. Vol. V. Mai.

G. W. von Tunzelmann. *The production of thermoelectric currents in wires subjected to mechanical strain, p. 339—348.*

R. Mallet. *Rate of earthquake-wave transit, p. 358—362.*

P. E. Chase. *On the nebular hypothesis. VIII. Criteria, p. 362—367.*

R. B. Clifton. *On the difference of potential produced by the contact of different substances, p. 367—369.*

W. Thomson. *Problems relating to underground temperature, p. 370—374.*

Nature. *1878. Vol. XVII. 11. April bis 1. Mai.*

A. J. Ellis. *The phonograph, p. 485—486.*

J. C. Thompson. *The acoustical properties of soap films, p. 486.*

F. Bashforth. *Trajectories of shot, p. 507.*

R. Sabine. *Action of light of a selenium (galvanic) element, p. 512—513.*

Sitzung der Roy. Soc. zu London, 28. Febr.: G. D. Liveing u. J. Dewar On the reversal of the lines of metallic vapours, p. 498—499. — 11. April: Abney. The acceleration of oxydation caused by the least refrangible end of the spectrum, p. 518.

Vol. XVIII. 2. Mai.

G. S. Clarke, Herbert Mc. Leod. *The telephone, p. 11.*

W. J. Millar. *Transmission of vocal and other sounds by wires, p. 12.*

J. Brown. *Contact electricity, p. 13.*

W. Thomson. *Floating magnets, p. 13—14.*

Hughes. *Ueber die schallempfindlichen Körper, p. 20 (Notiz).*

J. Dixon Mann. *An improved method of projecting Lissajous figures on the screen, p. 24—25.*

A. S. H. *On the use of virial in thermodynamics, p. 39—40.*

E. Mascart. *A new insulating stand, p. 44.*

Sitzung der Roy. Soc. 11. April: J. Cl. Maxwell. On the stresses in rarefied gazes arising from in equalities of temperature, p. 54—55.

Chemical News. 1878. Vol. XXXVII. Nr. 961—963.

Sitzung der Chem. Soc. 18. April: A. Wynter Blyth. The Temperature at which some of the alcaloids etc. sublimate as determined by an improved method, p. 167.

W. Durham. *Relation between gaseous volume and valency, p. 194.*

Separatabzüge.

M. Page. *De la résistance de l'air (Extrait de la revue d'artillerie), p. 1—26.*

H. Fritsch. *Theorie der ruhenden Electricität, behandelt mit baconischer Induction (Progr. der städtischen Realschule zu Königsberg i./P.), p. 1—18.*

D. Tommasi. *Riduzione del clorure di argento e del clorure ferrico (Rend. Ist. Lomb. (4) XI. fasc VI.), p. 1—9.*

Fr. Rossetti. *Sul telefono senza lamine (Atti del Ist. Ven. (5) IV. 1878), p. 1—5.*

D. Macaluso. *Il telefono (Vortrag. Rivista Siciliana di Agricolt. etc. 1878), p. 1—14.*

D. Townsend. *Ueber die Vorgänge beim Lochen von Metallen (Deutsche Metallind. Ztg. 1878. II.), p. 141—142. 153—144. 166. (Nach Journal of Franklin Inst.)*

N. Gröbli. *Specielle Probleme über die Bewegung geradliniger paralleler Wirbelfäden (Inauguraldissertation Zürich, Zürcher und Furrer 1877), p. 1—86.*

W. Gercken. *Ueber die mathematische Theorie der Dispersion des Lichtes (Inauguraldissertation. Göttingen, S. A. Huth 1877), p. 1—44.*

F. Klocke. *Ueber die Empfindlichkeit von Alaunkrystallen gegen geringe Schwankungen der Concentration ihrer Mutterlauge (Bericht über die Verhandl. der natuvforsch. Gesellschaft zu Freiberg. VII.), p. 261—269.*

Eingegangene Bücher.

Ph. Gilbert. *Étude historique et critique sur le problème de la rotation d'un corps solide autour d'un point fixe (Bruxelles, F. Hayez, 1878), p. 1—96.*

P. Reiss. *Das Telephon u. sein Anrufapparat nach seiner historischen Entwickelung u. praktischen Anwendung (Vortrag. Mainz, Victor von Zabern. 1878), p. 1—52.*

Procès verbaux des scéances de 1877 du comité international des poids et mesures (Paris, Gauthier-Villars. 1878), p. 1—285.

J. Müller. *Die Schule der Physik. Eine Anleitung zum ersten Unterricht in der Naturlehre. 2. Auflage (Braunschweig, Fr. Vieweg u. Sohn. 1878), p. 1—250.*

H. Cazin. *La spectroscopie (Actualités scientifiques. Paris, Gauthier Villars. 1878), p. 1—146.*

1878. BEIBLÄTTER № 6.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. *J. Violle. Ueber die Anwendung des Radiometers als Demonstrationsapparat* (J. de phys. VII. p. 19. 1878.)

Mittelst des Radiometers lassen sich die Fundamentalversuche über strahlende Wärme anstellen. Bringt man es in das Spectrum, so kann man die Wärmevertheilung im leuchtenden und ultrarothen Theile nachweisen. Ebenso leicht lassen sich die Wirkungen der gefärbten Gläser, die Absorption der Wärme durch verschieden dicke Wasserschichten etc. feststellen. Das Bild des Radiometers wird zweckmässig mittelst einer Linse auf einen Schirm geworfen. Violle hat von Alvergniat ein kleines Radiometer construiren lassen, welches auf den Dubosq'schen Projectionsapparat gestellt werden kann und dessen Umdrehungen sich auf dem Schirme leicht zählen lassen.

Gt.

II. *O. E. Meyer. Bemerkung über das Radiometer des Herrn Puluj* (Carl, Repert. XIII. p. 622. 1877.).

Die in seiner Theorie der Gase aufgenommene Erklärung des Radiometers rühre nicht von ihm her, sondern sei zuerst von Finkener gegeben worden. Das Puluj'sche Experiment (s. Beibl. I. p. 599) widerlege diese Erklärung nicht; denn Finkener's Theorie befasse sich nur mit denjenigen Luftströmungen, welche in der Nähe der bestrahlten Flügel eines Radiometers eintreten, und man sei nicht ohne weiteres berechtigt anzunehmen, dass die Luft an den Wänden des von Puluj hinzugefügten würfelförmigen

Kastens in gleicher Richtung strömen müsse; das Gegentheil scheine sehr viel wahrscheinlicher. Gt.

III. ***W. Crookes. Ueber die aus der Lichtstrahlung hervorgehende Abstossung*** (C. R. LXXXVI. p. 323—326. 1878. Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 29—38. 1878.).

Zu den Versuchen gebrauchte Crookes einen Torsionsapparat, dessen an einem sehr feinen Glasfaden aufgehängter, leichter Balken am einen Ende ein Stäbchen mit 6 Scheiben in verticaler Reihe, am andern ein entsprechendes Gegengewicht trug; derselbe war in einem mit der Quecksilberluftpumpe verbundenen Glasgehäuse angebracht. Eine fest aufgestellte Normalkerze lieferte die Strahlung und die Ablenkungen wurden mittelst einer Spiegelablesung gemessen. Durch Anwendung passender Schirme konnte man mit jeder der 6 Scheiben experimentiren. Die Vergleichung der Resultate ward durch eine im Apparat angebrachte berusste Maassscheibe ermöglicht.

Die untersuchten Scheiben hatten 17,25 mm Durchmesser und bestanden entweder durchweg aus demselben Stoff, oder waren von Glimmer, resp. Mark, und mit chemisch reinem Pulver (ohne besonderen Kitt) bedeckt. Nach jedem Scheibenwechsel wurde die Verdünnung mittelst des Mc Leod-Manometers und der von der schwarzen Maassscheibe hervorgerufenen Abstossung genau auf denselben Grad gebracht, so dass die verschiedenen Resultate vergleichbar wurden.

Setzt man die Abstossung, welche Lampenruss erfährt, gleich 100, so gaben schwarze, weisse, rothe, braune, gelbe, blaue Pulver bei directer Strahlung durchschnittlich resp. 92,2; 33,5; 32,2; 92,7; 35,7; 55,8 und bei einer der unsichtbaren Wärmestrahlen durch Zwischenstellen eines Wasserschirms beraubten Strahlung im Mittel resp. 99,1; 8,3; 24,9; 94,5; 13,8; 62,2. Dabei ist unter den rothen Pulvern das chemisch reine (scharlachrothe) Selen mit resp. 35,8 und 69,5, unter den gelben das Wolframsäureanhydrid mit resp. 50,8 und 72,2 nicht mitgerechnet. Das braune Thallium-

oxyd ergab die stärkste beobachtete Abstossung von 121,7. Ueber die grünen Pulver soll, da sie mehrere Widersprüche zeigten, später berichtet werden. Unter den organischen Farben und Farbstoffen hatten Saffranin und ein Zersetzungsproduct des Chlorophyll abweichende Wirkung. Die verschiedenen (zum Theil mit Russ, Glimmer u. s. f. bedeckten) Metalle zeigten grosse Differenzen in ihren Wirkungen. So wird Eisen besonders von den ultrarothen, Gold hauptsächlich von den leuchtenden Strahlen beeinflusst. Chlor-, Brom- und Jodsilber wurden, nachdem man sie dem Magnesiumlicht, Sonnenlicht und Tageslicht ausgesetzt hatte, der Strahlung der Maasskerze unterworfen und zeigten die schnelle Aenderung ihrer Oberflächenzustände durch eine entsprechende Aenderung der Abstossung an. Von den theils glasartigen, theils krystallinischen Selenscheiben waren die letzteren gegen Licht am empfindlichsten. Das hängt vielleicht mit ihrer electrischen Leitungsfähigkeit zusammen.

Die Wirkungen von Mark, Glimmer, Kohle, Glas u. s. f. sind von complicirterer Art. Von drei Markscheiben, von denen die erste ganz weiss, die zweite auf der Vorderseite und die dritte auf der Rückseite berusst war, wurde die erste mit einer Kraft 17,7, die zweite (die Maassscheibe) mit 100 abgestossen, während sich die dritte überhaupt nicht bewegte. Die auf die weisse Fläche ausgeübte Abstossung war in jedem Falle dieselbe, aber die im letzten Falle von dem Druck des Russes hinter dem Mark verursachte Wärmestrahlung rief einen Moleculardruck hervor, der gerade hinreichte, um den Druck an der Vorderseite zu neutralisiren.

Dass die physikalische Beschaffenheit im allgemeinen grösseren Antheil an der Abstossung hat als die chemische Zusammensetzung zeigten Versuche mit verschiedenen Arten von Kohle.

Die Substanzen, mit denen der Verf. experimentirte, lassen sich in zwei Classen theilen: 1) solche, für welche das Zwischenstellen des Wasserschirms, also die Abhaltung der ultrarothen Strahlen, die Wirkung vergrösserte (im

Vergleich mit der Maassscheibe); 2) solche, für welche das Gegentheil stattfand. Unter den ersteren werden Kupferwolframat, Saffranin, rothes Selen und Kupferoxalat mehr von Licht als von unsichtbarer Wärme afficirt. Unter den Substanzen der zweiten Classe werden das blassgrüne Chromoxyd, Persulfocyan, Zinkoxydhydrat, Baryumsulfat und Calciumcarbonat von den ultrarothen Strahlen mehr beeinflusst, als von den leuchtenden Strahlen.

Combinirt man die Körper dieser beiden Kategorien auf den Scheiben eines Radiometers, so lassen sich bemerkenswerthe Effecte erzielen. So rotirt z. B. ein Radiometer, dessen Markscheiben auf den abwechselnden Seiten mit Chromoxyd und scharlachenem Selen bedeckt sind, in dem einen Sinne, wenn es directem Kerzenlicht ausgesetzt wird, und in dem anderen, wenn ein Wasserschirm benutzt wird.

Setzt man ein mit scharlachrothem Selen und Chromoxyd bedecktes Markradiometer der Strahlung eines Bunsen'schen Brenners mit durch Thallium intensiv grün gefärbter Flamme aus, so erscheint dem Auge das Chromoxyd fast weiss und das Selen schwarz. Die von der stärkeren Abstossung des Chromoxyds herrührende Rotation ist jedoch eben so stark, wie wenn die nichtleuchtende Flamme angewandt wird. Es folgt daraus, dass gewisse Substanzen auf Strahlen von dunkler Wärme eine absorptive Wirkung haben, welche derjenigen entgegengesetzt ist, die sie auf Licht haben, und dass ein optisch weisser Körper thermisch schwarz sein kann, und umgekehrt (vgl. Beibl. I. p. 644). Hier ist z. B. Chromoxyd optisch grün und thermisch schwarz, scharlachnes Selen dagegen thermisch weiss.

Liess man polarisirtes Licht auf eine im Vacuum in einer Torsionswage aufgehängte Turmalinplatte fallen, so liess sich die erwartete Aenderung der Abstossung bei Aenderung der Polarisationsebene des einfallenden Strahles nicht nachweisen.

Weiter untersucht Crookes die Strahlungswirkung auf Radiometer mit beiderseits glänzenden oder einseitig geschwärzten Metallflügeln, deren Ecken in verschiedenem

Grade umgebogen sind. Werden die äusseren Ecken der einseitig geschwärzten Platten unter 45° umgebogen, so dass die geschwärzte Fläche auf die concave Seite kommt, so wird die (für entsprechende ebene Platten) positive Rotation je nach der Grösse der umgebogenen Plattenfläche verringert, gehemmt oder in negative Rotation umgewandelt. Werden die ungeschwärzten Platten eben gelassen, aber die sie tragenden Arme umgebogen, wodurch die eine Fläche dem Gefässe gegenüber in günstigere Lage kommt, so rotirt der bestrahlte Flügel nach der Umbiegungsrichtung. Die günstigere Lage der Flügelfläche gegen die Innenseite des Gefässes hat mehr Einfluss auf die Bewegung, als die Farbe der Fläche. Versuche mit ähnlichen Radiometern aus dickem und dünnem Glimmer, aus Mark, aus beiderseits glänzendem oder einseitig geschwärztem Aluminium werden beschrieben. Die Wirkung von Licht und von dunkler Wärme wird angegeben. Die negative Rotation der Mühle bei Abkühlung und das anomale Verhalten der „günstig gestellten" Radiometer bei Eintauchen in heisse Luft oder heisses Wasser werden untersucht. Wird ein heisser Metallring um den Aequator des Gefässes gebracht, so findet sich immer positive Rotation, während die negative Richtung auftritt, wenn ein heisser Ring von kleinerem Durchmesser um den oberen oder unteren Theil des Gefässes gelegt wird. Bei Entfernung des heissen Ringes und Abkühlung der Mühle ist die Bewegungsrichtung mit den Aluminiumflügeln positiv mit den dünnen Glimmer- und Markflügeln negativ. Die bei äquatorialer Erwärmung des Gefässes stattfindende positive Rotation ist unabhängig vom Material der Mühle. Sie wird von dem heissen Glasring verursacht, welcher molecularen Druck erzeugt, der nach dem Centrum hinstrahlt und die schrägen Flügel trifft und herumtreibt, wie wenn ein Wind gegen sie bliese. Auch die anderen Bewegungen der „günstig gestellten" Radiometer werden erklärt.

Nachdem der Verfasser die einfachste Form von „günstig gestellten" Flügeln untersucht hat, beschreibt er

Versuche mit metallenen und anderen Kegeln, Cylindern und Schalen. Eine Uebersicht dieser Resultate s. Beibl. I. p. 168 und 169 (nach Proc. Roy. Soc, 1876/77. XXV. p. 313). Die eigenthümliche Anziehung eines blos auf der hohlen Seite bestrahlten kegel- oder schalenförmigen Radiometerflügels seitens der strahlenden Quelle erklärt sich folgendermaassen: Das auf die concave Flügelseite fallende Licht wird theils reflectirt, theils absorbirt und in Wärme umgewandelt. Da Aluminium ein guter Wärmeleiter und das verwendete Metall dünn ist, so wird es durchweg gleichmässig warm und es entsteht auf jeder Metallfläche eine Schicht von Moleculardruck. Dieselbe erstreckt sich aber mit zunehmender Verdünnung weiter und weiter, bis sie bei hinreichend starker Verdünnung den Raum zwischen Glasgefäss und anliegendem Kegeltheil überbrückt und damit zwischen den beiden Flächen wirksam wird. Wegen der günstigeren Stellung ist der Druck am grössten zwischen dem Glasgefäss und der Aussenseite des Kegels, sodass der kegelförmige Flügel von einer Kraft herumgetrieben wird, welche auf der Rückseite wirkt. Ein Radiometer mit vier glänzenden Aluminiumschalen rotirt im Licht ebenso, wie ein Instrument mit einseitig geschwärzten flachen Flügeln. Für eine bestimmte Strahlung nimmt die Empfindlichkeit eines solchen Apparates gegen Licht mit der Verdünnung zu, bis diese 50 Milliontel Atmosphäre (= 0,038 mm) beträgt; dann hält sich die Wirkung mit geringer Variation bis zu ungefähr 30 Milliontel, von wo sie rasch abnimmt, bis sie bei etwa 1 Milliontel weniger als $^1/_{38}$ des Maximums beträgt, und bei 0,2 Milliontel dreht sich das Radiometer selbst dann nicht mehr, wenn fünf Kerzen in seine Nähe gestellt werden.

Werden horizontal aufgehängte dünne (durchsichtige) und wie Windmühlenflügel geneigte Glimmerflügel in stark verdünnten Gasen der Wirkung eines darunter angebrachten, und durch einen electrischen Strom weissglühend gemachten Platinrings ausgesetzt, so wird der mittelst sehr intensiver Wärme erzeugte Moleculardruck direct auf die Flügel

treffen und sie zur Rotation veranlassen. Wenn die Drehung so stattfindet, wie wenn ein Wind vom Platindraht ausginge, so soll ihr Sinn positiv heissen. In dem hauptsächlich benutzten Apparat war unmittelbar über den Glimmerflügeln eine auf besonderem Zapfen rotirende Glimmerscheibe angebracht, deren normale oder positive Bewegung im Vergleich mit der positiven der Flügel von entgegengesetzter Richtung anzunehmen ist. Bei Luft von normalem Druck hatten Flügel und Scheibe ihre positive Richtung, wegen des aufsteigenden heissen Luftstromes; bei 80 mm Druck rotirte die Scheibe nicht, die Mühle langsam positiv; bei 19 mm fand keinerlei Bewegung statt (Scheibe und Flügel waren bei Erwärmung des Drahtes ebenso ruhig, wie wenn der Draht kalt war); bei 14 mm blieb die Scheibe in Ruhe, während sich die Flügel langsam in ihrer negativen Richtung drehten; bei 1 mm rotirte die Scheibe langsam in positiver, die Mühle ziemlich rasch in negativer Richtung (also beide absolut in gleichem Sinne); bei 706 Milliontel Atmosphäre war die Richtung dieselbe wie vorher, aber die Geschwindigkeit grösser; bei 294 Milliontel stimmten Scheibe und Mühle in Geschwindigkeit und Richtung überein (die Geschwindigkeit der Mühle (Scheibe) hatte abgenommen (zugenommen)); bei 141 Milliontel Atmosphäre rotirte die Scheibe rasch positiv, die Mühle gar nicht; bei 129 Milliontel rotirte die vorher ruhige Mühle mit einer Geschwindigkeit von 100 Umdrehungen in der Minute positiv, während sich die Scheibe etwas langsamer positiv drehte. Wahrscheinlich war ein Theil der Scheibengeschwindigkeit durch die schnelle entgegengesetzte Flügelbewegung vernichtet worden. Bei 129 Milliontel Atmosphären Druck ist ja die Viscosität der Luft nur wenig geringer als bei normaler Dichtigkeit, so dass die Flügel bei einer Geschwindigkeit von 100 Umdrehungen per Minute eine beträchtliche Reaction gegen die entgegengesetzte Scheibenrotation ausüben werden (vgl. Beibl. I. p. 163); bei weiterer Verdünnung wuchsen die Geschwindigkeiten von Scheibe und Mühle, bis sie 600 Umdrehungen per Minute überschritten. Bei

der höchsten erreichten Verdünnung (0,4 Milliontel Atm.) zeigte sich keine deutliche Abnahme an Geschwindigkeit.

Diese Versuche sind mit einem sehr complicirten und ohne Zeichnungen schwer zu verstehenden Apparate wiederholt worden, welcher bei jedem Drucke Beobachtungen der Geschwindigkeit von Scheibe und Mühle, der Viscosität des Gasresiduums, der von der Maasskerze auf eine schwarze Glimmerplatte ausgeübten Abstossung und der Erscheinung eines Inductionsfunkens in einer mit Platindrähten versehenen Röhre gestattet, und in welchem mit verschiedenen Gasen experimentirt werden kann. Für Luft und Wasserstoff hat Crookes bereits die Resultate zusammengestellt.

Nimmt man mit Johnstone Stoney an, dass in einem Cubikcentimeter Luft bei gewöhnlichem Druck etwa 1000 Trillionen Molecüle enthalten seien und weiter, dass in einem (durch chemische Absorption und mit der Sprengelpumpe erhaltenen) sogenannten „vollkommenen Vacuum" die Luft ca. 100000 (bei der höchsten erreichten Verdünnung noch viel mehr mal verdünnt sei, so kommen auf 1 Cubikcentimeter eines solchen Vacuums immer noch hinreichend viel Molecüle, um bei der durch den weissglühenden Draht erregten Vibration einen ungeheuren mechanischen Effect ausüben.

Gt.

IV. *J. Cl. Maxwell. Ueber Spannungen in verdünnten Gasen, die durch Ungleichheiten der Temperatur bedingt sind (Abstract.)* (Proc. Roy. Soc. 11. April. Nat. XVIII. p. 54—55. 1878.).

1) In der vorliegenden Arbeit verfolgt der Verf. die in der Abhandlung „On the dynamical theory of gases" (Phil. Trans. 1867. p. 49) angegebene Methode. Dort wurde gezeigt, dass, wenn Temperaturungleichheiten in einem Gase vorhanden sind, der Druck in einem gegebenen Punkt nicht nach allen Seiten gleich ist, und dass der Unterschied zwischen dem maximalen und minimalen Druck eine beträchtliche Grösse in dem Fall annehmen kann, wo die Dichte des Gases hinlänglich klein und die Tem-

peraturungleichheiten durch Körper erzeugt werden, die eine höhere oder niedrigere Temperatur als das mit dem Gas gefüllte Gefäss besitzen.

2) Die Natur dieser Spannung lässt sich folgendermaassen definiren: es sei der Abstand von dem gegebenen Punkt in einer bestimmten Richtung h, die absolute Temperatur ϑ; dann wird für eine bestimmte Richtung $\frac{d^2\vartheta}{dh^2}$ ein Maximum, für eine andere ein Minimum, für eine dritte ein Maximum-Minimum sein. Diese drei Richtungen stehen senkrecht aufeinander und sind die Richtungen der Hauptspannungen in dem betreffenden Punkte. Der Theil der Spannung, welcher von Ungleichheiten der Temperatur herrührt, ist nach jeder dieser drei Hauptrichtungen gleich einem Druck:

$$\frac{3\mu^2}{\varrho\vartheta} \cdot \frac{d^2\vartheta}{dh^2},$$

wo μ der Reibungscoëfficient und ϱ die Dichte ist.

3) Für trockene Luft ist bei 15° C. $\mu = 1{,}9 \times 10^{-4}$ in Centimeter — Gramm — Secunde und $\frac{3\mu^2}{\varrho\vartheta} = \frac{1}{p} . 0{,}315$, wo p der Druck ist; als Druckeinheit ist ein Dyn [1]) pro Quadratcentimeter genommen. Befindet sich in der Luft eine Kugel, deren Durchmesser $= 1$ cm ist, die T^0 C. heisser ist, als das Gas in grosser Entfernung von derselben, so ist, wenn der Wärmestrom stationär geworden ist, die Temperatur in einer Entfernung von r Centimeter:

$$\vartheta = T_o + \frac{T}{2r}; \quad \frac{d^2\vartheta}{dr^2} = \frac{T}{r^3}.$$

In der Entfernung von 1 cm von dem Mittelpunkt der Kugel wird daher der infolge der Temperaturungleichheiten auftretende Druck in der Richtung des Radius sein:

$$\frac{T}{p} . 0{,}315 \text{ Dyn auf den } \square \text{ cm.}$$

4) Bei den Versuchen von Crookes war der Druck p oft so klein, dass diese Spannung, falls sie allein vorhan-

1) Ein Dyn ist die Kraft, die in einer Secunde der Masse von einem Gramm die Geschwindigkeit von einem Centimeter ertheilt.

den gewesen, schnelle Bewegungen an kleinen Massen hätte hervorbringen können. Es würden sich in der That, falls wir nur die normalen Componenten der Kräfte, die auf Körper, die in ein Gas eingetaucht sind, ausgeübt werden, zu beachten hätten, die meisten der von Crookes beobachteten Thatsachen leicht erklären.

5) Betrachten wir zwei kleine Körper, die symmetrisch sind zu der Axe A, die ihre Mittelpunkte verbindet! Sind beide Körper heisser als die Luft in einiger Entfernung von ihnen, so wird in jedem Schnitt senkrecht zu der Axe A der in der Axe liegende Punkt die höchste Temperatur haben, und es wird ein Wärmestrom von dieser Axe aus nach allen Richtungen gehen. Es wird daher $\frac{d^2\vartheta}{dh^2}$ positiv für die Axe und diese wird eine Linie maximalen Druckes sein, so dass sich die Körper abstossen. Sind die beiden Körper kälter als die Luft, so kehrt sich alles um; die Axe ist eine Linie minimalen Druckes, die Körper ziehen sich an. Ist ein Körper heisser, der andere kälter, so wird die Wirkung kleiner sein, und es wird von der relativen Grösse der Körper und ihrer Temperatur abhängen, ob sie sich anziehen oder abstossen.

6) Sind die Körper zwei sehr nahe aneinander liegende parallele Scheiben, so werden die mittleren Theile nur eine sehr kleine Wirkung hervorrufen, da zwischen beiden Scheiben sich die Temperatur gleichförmig ändert, also $\frac{d^2\vartheta}{dh^2} = 0$ ist; nur in der Nähe der Kanten werden Spannungen auftreten.

Sind die beiden Körper von einem Ring umgeben, dessen Axe in der Verbindungslinie der beiden Körper liegt, so kann die Abstossung zwischen den beiden Körpern, wenn sie heisser als die umgebende Luft sind, sich in eine Anziehung verwandeln, indem sie den Ring erhitzen, so dass ein Wärmestrom nach Innen gegen die Axe hin auftritt.

Ist ein schalenförmiger Körper heisser als die Luft, so ist die Temperaturvertheilung in dem umgebenden Gas

ähnlich der des electrischen Potentials in der Nähe eines Körpers von gleicher Gestalt; die letztere ist von W. Thomson[1]) untersucht worden. In der Nähe der convexen Oberfläche ist der Werth von $\frac{d^2 \vartheta}{d h^2}$ nahezu derselbe, wie wenn der Körper eine vollständige Kugel wäre, d. h. $2 \frac{T}{a^2}$, wo T der Temperaturüberschuss über die Umgebung, a der Radius der Kugel ist. In der Nähe der concaven Oberfläche ist die Aenderung der Temperatur sehr klein. Daher ist der normale Druck an der convexen Oberfläche grösser, als an der concaven, wie Crookes' Versuche über die Bewegung von Radiometern es auch zeigten.

Da die Ausdrücke für die Spannungen in Bezug auf die Temperatur linear sind, so kehrt sich alles um, wenn das Gefäss kälter als die umgebende Luft ist.

9) Werden in einem kugelförmigen Gefäss die beiden polaren Regionen heisser als die äquatorialen gemacht, so wird der Druck in der Richtung der Axe grösser sein, als der parallel der Aequatorebene; das umgekehrte tritt ein, wenn die Polarregionen die kälteren sind.

10) Alle diese Erklärungen der beobachteten Erscheinungen müssen genauer geprüft werden, da bei ihnen nur auf die normalen Spannungen, nicht auf die tangentiellen Rücksicht genommen ist. In der That sind erstere auch viel leichter in elementarer Weise zu behandeln. Berechnen wir indess die Kräfte, die auf irgend einen Theil des Gases infolge der Spannungen an seiner Oberfläche ausgeübt werden, so finden wir, dass, wenn der Wärmestrom stationär geworden ist, diese Kräfte im Gleichgewicht sind. Nach Crookes treten in seinem Radiometer keine molecularen Strömungen auf. Es dürfte sich dies nur schwer durch den Versuch beweisen lassen; doch genügt es, dass das hier erörterte System von Spannungen, die von Temperaturungleichheiten herrühren, keine Strömungen erzeugt, sobald der Zustand stationär geworden.

1) Reprint of Papers on Electrostatics, p. 178.

11) Für den Fall, dass keine Strömungen eintreten, ist bei dem stationären Zustand:

$$\frac{d^2\vartheta}{dx^2} + \frac{d^2\vartheta}{dy^2} + \frac{d^2\vartheta}{dz^2} = 0.$$

(Falls äussere Kräfte, wie die Schwere, abwesend sind und das Gas an den Berührungsstellen mit den festen Körpern nicht gleitet, ist dies stets eine Lösung der Gleichungen.) In diesem Fall zeigen die Bewegungsgleichungen, dass jedes Gastheilchen unter dem Einfluss der auf ihn wirkenden Spannungen im Gleichgewicht ist.

Dann ist auch jeder endliche Theil des Gases im Gleichgewicht; da die Spannungen lineare Functionen der Temperatur sind, so wird, wenn wir ein System von Temperaturen übereinander lagern, auch eine Uebereinanderlagerung der entsprechenden Kräfte eintreten. Das von einer gleichmässig erwärmten, in ein Gas eingetauchten Kugel herrührende System von Temperaturen, kann nicht von selbst eine Kraft hervorrufen, die die Kugel nach einer Richtung eher, als nach einer anderen bewegt. Bringen wir die Kugel in eine endliche Gasmasse, die bereits im Gleichgewicht ist, so wird letzteres nicht gestört; dasselbe ist der Fall, wenn wir eine Reihe verschieden heisser Kugeln in einen Theil des Gases bringen, sobald der Zustand stationär geworden ist.

12) Wie sind aber alsdann die beobachteten Kräfte zu erklären, die zwischen festen in verdünnte Gase eingetauchten Körpern wirken, und zwar so lange, als die Temperaturungleichheiten erhalten bleiben? Maxwell glaubt, dass ihre Erklärung in den von Helmholtz und Piotrowski bei Flüssigkeiten, von Kundt und Warburg bei Gasen beobachteten Thatsachen zu finden ist, dass eine Flüssigkeit, die mit der Oberfläche eines festen Körpers in Berührung ist, mit endlicher Geschwindigkeit über ihn gleiten muss, um eine endliche tangentielle Spannung zu erzeugen.

Die theoretische Behandlung der Grenzbedingungen zwischen einem Gas und einem festen Körper ist schwierig und zwar um so mehr, wenn wir beachten, dass das Gas un-

mittelbar an der Oberfläche wahrscheinlich in einem unbekannten Condensationszustand sich befindet. Kundt und Warburg fanden, dass die Gleitungsgeschwindigkeit des Gases über den festen Körper, herrührend von einer bestimmten tangentiellen Spannung, umgekehrt proportional dem Druck ist.

Der Gleitungscoëfficient für Luft an Glas war $\lambda = \frac{10}{p}$, wo p der Druck in Milliontel Atmosphären ist. Bei gewöhnlichen Drucken ist daher λ unmerklich, in den von Crookes benutzten Gefässen kann er indess beträchtliche Werthe annehmen.

Ist also nahe an der Oberfläche des festen Körpers eine tangentielle Spannung S, die auf eine Oberfläche, parallel der des Körpers, in einer Richtung h wirkt, so wird die Gleitung des Gases an der Oberfläche des Körpers in der Richtung h mit einer endlichen Geschwindigkeit $\frac{S\lambda}{\mu}$ erfolgen.

13) Maxwell hat nicht versucht, die Wirkung der gleitenden Bewegung zu berechnen; doch ist nach ihm leicht zu sehen, dass, wenn wir mit dem Fall beginnen, wo kein Gleiten stattfindet, sobald dasselbe eintritt, sich zunächst die Wirkung aller tangentiellen Spannungen an der Oberfläche vermindert, ohne die normalen Spannungen zu verändern, und dass zweitens Strömungen auftreten, die über die Oberfläche des festen Körpers hingehen und so vollständig die Einfachheit der ersten Lösung des Problems zerstören.

14) Sobald äussere Kräfte, wie die Schwere auf das Gas wirken und die thermischen Erscheinungen Dichtigkeitsverschiedenheiten in den verschiedenen Theilen des Gefässes hervorrufen, so treten die bekannten convectiven Strömungen auf. Auch diese stören sehr bedeutend die Einfachheit des Problems. Alles, was wir über sie wissen, ist, dass, je verdünnter das Gas und je kleiner das Gefäss, um so kleiner die Geschwindigkeit derselben ist, so dass sie in den Versuchen von Crookes nur eine sehr unbedeutende Rolle spielen.

E. W.

V. *J. Cl. Maxwell.* *Ueber ein Paradoxon in der Attractionstheorie* (Proc. Cambridge Phil. Soc. III. part 2. p. 35—39. 1877.).

Es sei eine gerade Linie $A_1 A_2$ gegeben, P ein Punkt auf derselben, X_1, X_2 correspondirende Punkte in den Abschnitten PA_1, PA_2; die Abstände von dem Anfangspunkt O in positiver Richtung gemessen, seien resp. a_1, a_2, p, x_1, x_2 und die Bedingungsgleichung der Correspondenz sei:

$$\frac{1}{x_1 - p} - \frac{1}{a_1 - p} = \frac{1}{p - x_2} - \frac{1}{p - a_2}. \tag{1}$$

Es mögen sich x_1 und x_2 gleichzeitig ändern; dann wird:

$$\frac{dx_1}{(x_1 - p)^2} = -\frac{dx_2}{(p - x_2)^2}. \tag{2}$$

Es bewegen sich also x_1 und x_2 in entgegengesetzter Richtung, und die Längen der correspondirenden Elemente verhalten sich wie die Quadrate ihrer Abstände vom Punkte P; wäre also AB ein gleichförmiger, materieller Draht, dessen Theile sich umgekehrt dem Quadrat der Entfernung entsprechend anziehen, so würde die Kraft von entsprechenden Elementen auf ein Theilchen im Punkt P gleich und entgegengesetzt sein.

Lässt man x_1 von a_1 bis p sich continuirlich ändern, so durchläuft x_2 die Reihe der Punkte von a_2 bis p; da aber je zwei Elemente dx_1 und dx_2 gleiche und entgegengesetzte Wirkungen auf ein Theilchen in P ausüben, so könnte man glauben, dass die Wirkung des ganzen Theiles $A_1 P$ auf ein Theilchen P gleich und entgegengesetzt ist der von $A_2 P$. Ist aber $A_2 P$ das grössere dieser Segmente und schneiden wir von ihm ein Stück $P\alpha = PA_1$ ab, so werden die Wirkungen von $P\alpha$ und PA_1 auf P gleich und entgegengesetzt sein. Es übersteigt also die Wirkung von PA_2 die von PA_1 um die Wirkung von αA_2, entgegengesetzt dem früheren Resultat. Dieser Widerspruch erklärt sich folgendermassen: in der That sind die Wirkungen zweier correspondirender Elemente $A_1 X_1$ und $A_2 X_2$ genau gleich; nähern sich aber die beiden Punkte X_1 und

X_2 dem Punkt P unendlich nahe, so werden die Wirkungen von X_1P und X_2P unendlich, aber es übersteigt die von X_2P die von X_1P um eine constante Grösse gleich der Wirkung von $A_2\alpha$ auf P.

Diese Methode der correspondirenden Elemente gibt einen äusserst einfaches Mittel zur Bestimmung der Vertheilung von Flüssigkeiten, die nach irgend einem Gesetz der Entfernung einander abstossen auf geraden Linien, kreisförmigen oder elliptischen Scheiben, Kugeln und Ellipsoiden.

Aus der Definitionsgleichung folgt, wenn man

$$(a_1 - x_1)(x_1 - a_2) = y_1, \qquad (a_1 - x_2)(x_2 - a_2) = y_2 \qquad (3)$$

setzt:

$$\frac{x_1 - p}{y_1} = \frac{p - x_2}{y_2}.$$

Es seien ϱ_1, ϱ_2 die Dichten, s_1, s_2 die Querschnitte des Drahtes in X_1 und X_2, das Abstossungsgesetz entspreche der reciproken $n$ten Potenz der Entfernung. Dann muss zum Gleichgewicht eines Theilchens in P unter der Einwirkung der Elemente dx_1 und $-dx_2$, wenn man noch dx_1 und dx_2 mittelst der Gleichung (2) eliminirt und die Gleichung (3) beachtet, die folgende Relation gelten:

$$\varrho_1 s_1 y_1^{2-n} = \varrho_2 s_2 y_2^{2-n}.$$

Für beliebige zwei Elementenpaare ist daher Gleichgewicht vorhanden, sobald:

$$\varrho s y^{2-n} = \text{const.}$$

In einem gleichförmigen Draht ist s constant, also $\varrho = Cy^{n-2}$. Ist $n = 2$, so ist die Dichte gleichförmig. Früher wurde aber gezeigt, dass bei gleichförmiger Dichte ein Theilchen, das sich nicht in der Mitte des Drahtes befindet, nicht im Gleichgewicht sein kann, aber andererseits würde jede endliche Abweichung von der Gleichförmigkeit mit dem Gleichgewicht unvereinbar sein; es ist also die Vertheilung der Flüssigkeit im Gleichgewichtszustand nicht absolut gleichförmig, sondern es findet sich am wenigsten von derselben in der Mitte, während anderer-

seits die Abweichung von der Gleichförmigkeit kleiner ist, als irgend eine angebbare Grösse.

Ist $n = 0$, so häuft sich alle Flüssigkeit an den Enden auf.

Bei einer kreisförmigen Scheibe findet Gleichgewicht statt, wenn ϱy^{3-n} constant, bei der elliptischen, wenn $\varrho p^{3-n} = \text{const.}$, wo p definirt ist durch $1 - \frac{\xi^2}{a^2} - \frac{\eta^2}{b^2} = p^2$ (ξ und η sind die Coordinaten des betreffenden Punktes, a und b die Ellipsenaxen).

Bei einem Ellipsoid muss $\varrho p^{4-n} = \text{const.}$ sein, wo p in analoger Weise wie oben definirt ist. E. W.

VI. ***Fr. Donny.*** *Ueber die Verflüssigung der Gase* (Bull. d. Brux. (2) XLV. p. 85—87. 1878.).

Anlässlich der Versuche von Cailletet und Pictet macht Donny auf seine früheren Untersuchungen über die Verflüssigung und Verfestigung der Kohlensäure aufmerksam, bei denen er ein dem Cailletet'schen Compressionsapparat ganz entsprechendes Luftmanometer angewandt hatte, ohne jedoch eine Condensation der Luft zu beobachten.

Zugleich warnt er vor der Anwendung derjenigen Methoden zur Verflüssigung der Gase, bei denen, wie bei deu Versuchen von Pictet, die Gase in einem sehr widerstandsfähigen Gefäss erzeugt werden und dann in einem engen und verschlossenen Recipienten unter Anwendung grosser Kälte condensirt werden. Bei diesem Verfahren können nämlich Theile der in der Retorte erweichenden chemischen Producte in den Hals derselben geschleudert werden und dort die Verbindung mit dem abgekühlten Recipienten verhindern. Ein solcher Apparat würde aber einer fest verschlossenen Bombe gleichen, in der man das Pulver entzündet.

Zum Schluss beschreibt der Verfasser noch einen von ihm construirten, freilich nie in Anwendung gebrachten Apparat zur Condensation der permanenten Gase.

E. W.

VII. ***P. Dubois.*** ***Transversalschwingungen von Flüssigkeiten*** (C. R. LXXXVI. p. 295—296. 1878.).

VIII. ***Decharme.*** ***Bemerkung dazu*** (ibid. p. 453—454.).

Der Verf. hat dünne Schichten von Wasser, in welchem etwas Zinnober suspendirt war, durch Töne in Schwingungen versetzt und die Abstände der so entstandenen Rippungen gemessen. Er findet, dass verschiedene Töne (Stimmgabel, Orgelpfeife) derselben Höhe Rippungen geben von gleichem Abstand; dass der Abstand derselben aber bei verschieden hohen Tönen umgekehrt proportional der Schwingungszahl sind. Wurde an das Ende einer gedeckten Orgelpfeife ein Stückchen Papier befestigt, welches mit der Flüssigkeit bedeckt war, so entstanden gewisse Rippungen; wurde die Pfeife geöffnet und wieder angeblasen, so dass die Octave des früheren Tones jetzt Grundton war, so lagerten sich neue Rippen genau in die Mitte zwischen den vorher erzeugten.

Decharme bemerkt, dass er, um die Schwingungen fester Körper zu untersuchen, schon seit einiger Zeit eine ähnliche Methode benutzt habe (indem er die schwingenden Körper mit einer Flüssigkeitsschicht von 1 bis 3 mm Höhe bedeckt) und der Société académique de Maine-et-Loire davon Mittheilung gemacht habe; diese Mittheilung, welche ihn vor einer eventuellen späteren Prioritätsreclamation seitens des Herrn Dubois schützen soll, bringt er im ursprünglichen Wortlaut zum Abdruck. Br.

IX. ***Lévy.*** ***Bemerkungen über eine Notiz von Boussinesq in Bezug auf die Theorie der Klangplatten*** (C. R. LXXXVI. p. 304—307. 1878.).

X. ***Boussinesq.*** ***Erwiderung*** (ibid. p. 461—463.).

Die schon früher (Beibl. I. p. 337, II. p. 124) erwähnte Meinungsverschiedenheit zwischen Lévy und Boussinesq setzt sich fort, indem beide Verf. nochmals im wesentlichen ihre schon früher gegebenen Auffassungen präcisiren.

Br.

XI. ***G. Rayleigh Vicars.*** *Acustische Wirkungen des Atmosphärendruck* (Nat. XVI. p. 244. 1878.).

Als auf eine gewöhnliche Recipientenglocke nach dem Auspumpen geklopft wurde, war der Ton beträchtlich höher, als wenn die Glocke mit Luft gefüllt war. Der Verfasser glaubt, dass diese Erscheinung mit dem atmosphärischen Druck zusammenhängt. (Sollten die infolge des nach dem Auspumpen der Luft nur auf die eine Seite der Glocke wirkenden Druckes auftretenden Spannungen nicht die Ursache der obigen Erscheinung sein? d. Ref.) E. W.

XII. ***A. Terquem.*** *Versuch zur Demonstration der Interferenz des Schalles* (J. d. phys. VI. p. 316—318. 1877.).

Um die Schwingungen der Platten von Chladni zu zeigen, bringt der Verf. über denselben den von König zum Studium der Vocale construirten Flammenapparat an. So lange derselbe sich über Knotenlinien befindet, bleibt die Flamme in Ruhe, über den anderen Theilen dagegen vibrirt sie lebhaft.

Man kann auch zwei solche Vorrichtungen verbinden, die über zwei gleiche oder entgegengesetzte Schwingungsbäuche gesetzt werden und dann die Schwingungen in einer Flamme mittelst eines Yförmigen Rohres vereinen, indem man noch in den Weg der einen Schwingung eine ausziehbare Röhre einschaltet. E. W.

XIII. ***Wichandler Roberts.*** *Mittheilungen über die Schmelzpunkte, die Sonderung (liquation) und die Dichtigkeiten gewisser Silber-Kupfer- und Gold-Kupfer-Legirungen* (Ann. de Chim. (5) XIII. p. 111—140. 1878.).

I. Silber-Kupfer-Legirungen.

Die schon längst bekannte Thatsache, dass die in den Münzstätten zur Verwendung kommenden, durch Schmelzen erhaltenen Barren von Silber-Kupfer-Legirungen im Innern einen anderen Silbergehalt zeigen, als in den

äusseren Schichten, führte den Verfasser dazu, die Untersuchungen über diese Legirungen wieder aufzunehmen. Er glaubte in der Bestimmung der Schmelzpunkte einer Reihe derartiger Legirungen werthvolle Anhaltspunkte über die Art der Anordnung ihrer Molecüle zu finden.

Um die Schmelzpunkte der Legirungen zu bestimmen, senkte man in dieselbe, nachdem sie geschmolzen, einen eisernen Cylinder von bekanntem Gewicht, der am Ende einer Stütze mittelst eines Metallfadens befestigt war; nahm sodann den Tiegel vom Feuer und führte dann, sobald die Schmelze fest zu werden begann, den eisernen Cylinder unmittelbar in ein Calorimeter über, das aus doppelten Wandungen von verzinntem Kupfer bestand. Um die mittlere specifische Wärme des angewandten Eisens zwischen 0° und den höchsten bei diesen Versuchen erreichten Temperaturen festzustellen, wurde der Cylinder in geschmolzenes (nach Becquerel bei 1040° C.) reines Silber eingetaucht und dann in das Calorimeter übertragen. Die am Eisen anhaftenden geringen Mengen Silbers wurden stets mit in Rechnung gezogen.

Als mittlere specifische Wärme für das Eisen ergab sich 0,15693. — Die hauptsächlichsten Fehlerquellen dieser Methode sind 1) der Verlust der Wärme, die latent wird durch Erzeugung einer geringen Menge Wasserdampf; 2) die geringe Differenz zwischen der specifischen Wärme des Eisens und der dünnen Eisenoxydschicht an seiner Oberfläche; 3) der beim Uebertragen des Eisencylinders aus der Schmelze in das Calorimeter eintretende Wärmeverlust; 4) die Ausstrahlung des Apparates.

Der Schmelzpunkt des reinen Kupfers konnte wegen des zu hartnäckigen Anhaftens desselben am Eisen auf diese Weise nicht bestimmt werden; es wurde deshalb nach van Riemsdijk 1330° C. als Schmelzpunkt des rothen Kupfers angenommen. Die untersuchten Silber-Kupfer-Legirungen wurden synthetisch dargestellt durch Zusammenschmelzen reinen Silbers und Kupfers; der vom Feuer entfernten geschmolzenen Legirung wurde sofort eine Portion entnommen, granulirt und der chemischen Ana-

lyse unterworfen. Die Schmelzpunkte T ergeben sich aus der folgenden Formel:

$$T = \frac{\Pi(\Theta - t)}{p} + \Theta.$$

Dabei ist Π der gesammte Wasserwerth, Θ die Endtemperatur, t die Anfangstemperatur des Calorimeters, p das Gewicht des eingetauchten Eisenstücks.

Die Resultate der Untersuchungen enthält die folgende Tabelle:

Schmelzpunkte der Legirungen von Silber und Kupfer.

Nr.	Feingehalt an Silber.	Formel (annähernd).	Mittlerer beobachteter Schmelzpunkt.	Nr.	Feingehalt an Silber.	Formel (annähernd).	Mittlerer beobachteter Schmelzpunkt.
1	1000	Ag	1040 °C.	9	600	$Ag^7 Cu^8$	857,0° C.
2	925	$Ag^7 Cu$	931,1 „	10*	569,6	$Ag^7 Cu^9$	899,9 „
3	820,7	$Ag^3 Cu$	886,2 „	11*	561,1	$Ag^3 Cu^4$	917,6 „
4*	798	$Ag^5 Cu^2$	887,0 „	12*	540,8	$Ag^{20} Cu^{29}$	919,8 „
5*	773,6	$Ag^2 Cu$	858,3 „	13*	500	$Ag^3 Cu^5$	940,8 „
6*	750,3	$Ag^7 Cu^4$	850,4 „	14	497	$Ag^{15} Cu^{20}$	962,6 „
7	718,93	$Ag^3 Cu^2$	870,5 „	15*	459,4	$Ag\ Cu^2$	960,8 „
8	630,29	Ag Cu	846,8 „	16	250,5	$Ag\ Cu^5$	1114,1 „
				17	0 (Cu rein)	Cu	1330 „

Bei einer graphischen Darstellung dieser Resultate fällt die Schmelzpunktcurve anfangs stark, dann allmählich, bis sie bei 846,8° entsprechend einem Feingehalt von 630,29, ihr Minimum erreicht, um von da wieder ganz gleichmässig wachsend mit 1330° ihr Maximum zu erreichen. Spätere, zur Prüfung einiger zweifelhaften Schmelzpunkte angestellte Versuche wurden vom Verf. mittelst eines Calorimeters aus glattem Silberblech angestellt, das 1200 g Wasser fasste und dessen Temperatur nie über 15° stieg. Aus mehreren, sehr übereinstimmenden Versuchen mit diesem Apparate ergab sich als specifische Wärme des Eisens 0,15003. Die Resultate dieser Versuchsreihe sind mit einem (*) versehen in die Schmelzpunkttabelle eingereiht.

Aus der Reihenfolge der Schmelzpunkte obiger Legirungen schliesst der Verfasser, dass die Sonderung (liquation) das Resultat einer ungleichmässigen Erkaltung

innerhalb der aus Silber und Kupfer bestehenden Masse sei, und dass bei sehr beschleunigter Abkühlung diese Sonderung sehr modificirt werde. Die Richtigkeit dieser Ansicht wird bestätigt durch Versuche, welche Verf. in der Weise anstellte, dass er die Legirungen in kubischen Formen (von ungefähr 45 mm Seite) schmolz, die man leicht bis zur Rothgluth erhitzen, und in denen man die Legirungen schnell und gleichmässig abkühlen konnte.

Ein derartig hergestellter Würfel einer Legirung von 925 Silber- und 75 Kupfergehalt zeigte nach schneller Abkühlung im Centrum einen viel grösseren Gehalt an Silber, als in den Ecken und zwar betrug die grösste Differenz 12,8, während dieselbe Legirung beim langsamen Erkalten nur die Gehaltsdifferenz von 1,4 ergab. — Im Gegensatz zu Levol, welcher in der seiner Meinung nach einzig und allein als homogen anzunehmenden Legirung von 718,93 Feingehalt in den verschiedenen Partien eine Differenz von nur 0,44 fand, stellte der Verf. fest, dass beim langsamen Erkalten dieser Legirung die äusseren Schichten des Würfels ein wenig silberreicher werden, als der Kern. Die Maximaldifferenz betrug 1,2. — Bei der den niedrigsten Schmelzpunkt zeigenden, der Formel Ag Cu entsprechenden Legirung von 630,3 Feingehalt scheint die Dichtigkeit der beiden Metalle die Lagerung der Molecüle beeinflusst zu haben; das Centrum des Würfels ist bedeutend reicher an Silber, als die Peripherie; die grösste Differenz beträgt 21,1.

Als Resultat dieser Untersuchungen ergibt sich, dass gewisse homogene Legirungen aus Silber und Kupfer, wie diejenige Levol's, nicht der Sonderung unterworfen sind, sobald man sie bei gewöhnlicher Temperatur in die Formen giesst und sie sofort abkühlt; ferner, dass die Legirungen von einem geringeren Feingehalt als 718,9 an der Oberfläche reicher an Silber sind, als das Centrum; da fernerhin die Legirungen, deren Silbergehalt unter 350 liegt, einen höheren Schmelzpunkt besitzen, als alle übrigen und als selbst das reine Silber, so scheint die Sonderung nicht in einer Abscheidung der weniger leicht schmelz-

baren Legirungen in einer Silber- und Kupfermasse begründet zu sein; denn wäre dem so, dann müssten die äussersten Schichten der Barren immer weniger reich an Silber befunden werden, als die Mitte.

Um die Dichtigkeiten des festen und des geschmolzenen Silbers zu bestimmen, wurde die von R. Müller angegebene Methode angewandt. Ein conisches (16 cm hohes und 540 cm fassendes) Gefäss von dünnem, 1 mm starkem Eisenblech von Low-Moor wurde zunächst leer, dann mit destillirtem Wasser von bekannter Temperatur gefüllt gewogen. In dieses Gefäss wurde Silber hineingegossen, das bei einer genau mittelst der obigen calorimetrischen Methode bestimmten Temperatur geschmolzen war. Nach dem Erkalten wurde der Metallconus von neuem mit seinem Inhalt gewogen. Die Oberfläche des geschmolzenen Salzes war im Tiegel mit Kohlen bedeckt, und zur Vermeidung einer Absorption des atmosphärischen Sauerstoffs durch das geschmolzene Silber war das Gefäss mit einer Atmosphäre von Kohlengasen gefüllt. Der zur Correction der Volumänderung zu ermittelnde mittlere Ausdehnungscoëfficient des eisernen Conus zwischen den Temperaturen von 0° und dem Schmelzpunkt des Silbers wurde in der Weise bestimmt, dass man das Eisen in einer Graphithülle mit geschmolzenem Silber umgab und die Ausdehnung genau beobachtete. Man erhielt den Werth 0,000 012 4 für den mittleren linearen Ausdehnungscoëfficienten des verwendeten Eisens zwischen 0° und der Temperatur des geschmolzenen Silbers, oder 0,000 037 2 als cubischen Ausdehnungscoëfficienten.

Für reines Silber ergab sich nach dieser Methode der lineare Ausdehnungscoëfficient zwischen 0° und etwa 1050° = 0,000 037 21 und für die Legirung Levol's von 718,93 Feingehalt die Zahl = 0,000 037 03.

Gold-Kupfer-Legirungen.

Nach neueren Untersuchungen von Broch kann der Gehalt einer Gold-Kupfer-Legirung durch Beobachtung ihrer Dichtigkeit bei Anwendung von ungefähr 90 gr bis

auf ± 0,0014 genau bestimmt werden. Um diese Methode zur Bestimmung des Werthes der Goldmünzen anzuwenden, ermittelte der Verf. die Dichtigkeiten und hieraus die Ausdehnungscoëfficienten einer Reihe von Gold-Kupfer-Legirungen, die durch Zusammenschmelzen von reinem Gold mit reinem Kupfer erhalten waren, und deren Gehalt durch die gewöhnlichen Bestimmungsmethoden festgesetzt wurde. Man brachte die Legirungen in die scheibenförmige Form der Münzen und zur Einhaltung möglichst vollständiger Analogie comprimirte man diese Scheiben zwischen gravirten Stempeln in demselben Grade, wie es bei der Darstellung der Münzen zu geschehen pflegt.

Die in der folgenden Tabelle enthaltenen specifischen Gewichte wurden nach der gewöhnlichen Methode ermittelt.

Goldgehalt.	Mittlere Dichtiehkeit der Probe, beobachtet.	Dichtigkeit, berechnet.	Differenz.	Cubischer Ausdehnungscoëfficient. × 10^8.
1000	19,3203	19,3020	+0,0183	4245
980,1	18,8385	18,5355	+0,0030	4270
968,8	18,5805	18,5804	+0,0001	4284
958,3	18,3562	18,3605	−0,0043	4296
948,4	18,1173	18,1378	−0,0205	4308
Au^6Cu = 938,5	17,9340	17,9301	+0,0039	4319
932,0	17,7911	17,7956	−0,0045	4326
922,8	17,5680	17,6087	−0,0407	4337
Au^3Cu = 900,5	17,1653	17,1750	−0,0097	4360
880,5	16,8062	16,8047	+0,0015	4380
Au^2Cu = 861,4	16,4832	16,4630	+0,0202	4399

Die obigen Legirungen wurden auch im feingefeilten Zustande auf ihre Dichtigkeiten untersucht, doch führten diese Versuche bis jetzt noch zu keinen übereinstimmenden Resultaten.

A. N.

XIV. ***J. D. van der Waals. Ueber die specifische Wärme des gesättigten Dampfes*** (Verslagen en Meddellingen d. kon. Ak. van Wetensch. Afd. Natuurkunde. (2) XII. p. 1—15. 1878. Separatabz. holländisch.).

Van der Waals sucht die Ursachen aufzufinden, warum bei einer Reihe von Dämpfen die specifische Wärme des gesättigten Dampfes positiv, bei anderen negativ ist.

Es seien zwei Isothermen T und $T + \Delta T$ gegeben, dann ist für einen beliebigen Uebergang eines Körpers von einem Punkte P der Isotherme T zu einem der zweiten $T + \Delta T$:

$$\frac{dQ}{dT} = c_v + A\,T\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v \frac{dv}{dT},$$

$\frac{dQ}{dT}$ wird jedenfalls positiv sein, solange $\frac{dv}{dT} > 0$ ist.

Es möge nun der Uebergang von T zu $T + \Delta T$ auf folgende vier Arten erfolgen: 1) es bleibe das Volumen constant, dann wird $\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_v = c_v$; 2) es bleibe der Druck constant, dann ist $\left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p = c_p$; 3) es finde eine adiabatische Zustandsänderung statt; dann ist $dQ = 0$ und endlich entspreche der Punkt P dem gesättigten Dampf bei der Temperatur T, und er werde in gesättigten Dampf bei der Temperatur $T + \Delta T$ übergeführt, wobei jedenfalls sein Volumen kleiner ist, als bei der Temperatur T. Den vier Zustandsänderungen mögen auf der Isotherme $T + \Delta T$ die Punkte P_1, P_2, P_3, P_4 entsprechen. Dann ist die specifische Wärme des gesättigten Dampfes negativ, wenn die Adiabate in dem betreffenden Punkte der gesättigten Dampflinien steiler ansteigt, als diese selbst; dagegen ist sie positiv, wenn sie weniger steil ansteigt.

Ueber die wirkliche Lage von P_4 ist ohne weitere Untersuchung kein Schluss zu fällen. Beachtet man indess, dass die Adiabate um so weniger von der Isotherme abweicht, je weniger $\frac{c_p}{c_v}$ von der Einheit abweicht, so zeigen schon diese einfachen Betrachtungen, dass P_4 zwischen P_1

und P_3 liegen und die specifische Wärme des gesättigten Dampfes bei den Stoffen positiv sein wird, bei denen $\frac{c_p}{c_v}$ wenig von Eins abweichen wird, wie dies in der That beim Aether der Fall ist.

Clausius hat bekanntlich für die specifische Wärme des gesättigten Dampfes h die Gleichung aufgestellt:

$$h = H + \frac{dr}{dT} - \frac{r}{T}.$$

r ist die latente Dampfwärme beim Druck des gesättigten Dampfes und der Temperatur T, H sehr nahezu die specifische Wärme der Flüssigkeit.

Van der Waals leitet eine einfachere Relation zur Beurtheilung des positiven oder negativen Vorzeichens von h ab.

Es wird sich, wie eine einfache Ueberlegung ergibt, ein Dampf wie Wasserdampf, resp. Aetherdampf verhalten, je nachdem:

$$\frac{dp}{du + d\sigma} \gtrless \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_Q$$

ist. σ ist das Flüssigkeitsvolumen bei dem Druck des gesättigten Dampfes, u die Zunahme dieses Volumens, wenn die ganze Masse in Dampf übergeht.

Betrachten wir nicht zu grosse Drucke, so ist σ nur ein kleiner Bruchtheil von u und $d\sigma$ ein kleiner von du, so dass man die obige Bedingung schreiben kann:

$$\frac{dp}{dT} : \frac{du}{dT} \gtrless \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_Q.$$

Nach einigen Transformationen geht diese über in:

$$\text{(I)} \qquad \frac{c_p}{c_v} \, \frac{\frac{T}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v}{\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p} \gtrless \frac{1}{1 - \frac{T}{r}\frac{d(Apu)}{dT}}.$$

Zu einer genauen Berechnung ist die Formel unbequem, indem eine Reihe von Grössen vorkommen, über die nur unsichere Daten vorliegen; doch eignet sie sich vortrefflich

zur Entscheidung der Frage, ob ein Dampf sich wie Wasser oder Aether verhält.

Für das zweite Glied der Ungleichung ergeben sich bei Drucken von einer Atmosphäre aus den Zahlen von Zeuner für r, p, u Werthe, die zwischen 1,07 und 1,08 liegen.

Ferner ergibt sich aus einfachen, der mechanischen Wärmetheorie entnommenen Betrachtungen, dass:

$$h = c_p - \frac{r}{T}\left[\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right]^{1)},$$

woraus sich dann weiter ableitet:

$$\frac{T}{v}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - 1 = \frac{c_p - \left(H + \frac{dr}{dT}\right)}{\frac{r}{T}}.$$

Daraus folgt für die einzelnen Dämpfe bei ihrem Siedepunkte unter dem Druck einer Atmosphäre nach den Angaben von Regnault für $\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$

Wasser 1,12; Aether 1,18; Aceton 1,25; Chloroform 1,11; Schwefelkohlenstoff 1,17.

Weiter ist:

$$\frac{\frac{T}{v}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_p}{\frac{T}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v} - 1 = \frac{Apu}{r}\,\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - \frac{T}{r}\,\frac{\partial\,(Apu)}{\partial T}.$$

Das zweite Glied ist bei den obigen Dämpfen:

0,022; 0,046; 0,042; 0,050; 0,044.

---

1) Es ist $\frac{dQ}{dT} = h = c_p - AT\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \frac{dp}{dT}$; $\frac{dp}{dT}$ ist aber bei einem gesättigten Dampf $= \frac{r}{ATu}$. Hieraus folgt die im Text gegebene Gleichung und aus ihr weiter $c_p - \left(H + \frac{dr}{dT}\right) = \frac{r}{T}\left\{\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - 1\right\}$. Daher ist die Annahme Rankine, dass $c_p = H + \frac{dr}{dT}$, nur erfüllt, wenn $\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = 1$ wird. Bei Wasserdampf ist $c_p = 0{,}4705$; $H + \frac{dr}{dT} = 0{,}305$.

Für $\frac{T}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ ergibt sich für die früher erwähnten Dämpfe resp. 1,10; 1,13; 1,21; 1,08; 1,13.

Aus diesen Werthen lässt sich die specifische Wärme bei constantem Volumen nach folgender Gleichung berechnen:

$$c_v = c_p - \frac{Apu}{T} \times \frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \times \frac{T}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v.$$

Für $\frac{c_p}{c_v}$ ergeben sich die Werthe:

Für Wasser	1,3	Für Chloroform	1,12	Für Benzin	1,073
„ Aether	1,06	„ Schwefel-kohlenstoff	1,20	„ Alkohol	1, 11
„ Aceton	1,09			„ Terpentinöl	1, 03

Da der Factor von $\frac{c_p}{c_v}$ in (I) aber sehr nahe gleich 1 ist, so wird die Bedingung, dass der Dampf sich wie Aetherdampf verhält $\frac{c_p}{c_v} < 1,07$, und dass er sich wie Wasser verhält $\frac{c_p}{c_v} > 1,08$.

Ist $\frac{c_p}{c_v}$ nur wenig von 1,07 verschieden, so lässt die Gleichung (I) die Sache unentschieden.

Nach der Tabelle ist $\frac{c_p}{c_v}$ für Terpentinöldampf $= 1,03$ und es wäre von ihm zu erwarten, dass er sich wie Aetherdampf verhält. Es liegen indess keine Beobachtungen über den Zusammenhang von r mit der Temperatur vor, so dass die Clausius'sche Gleichung (p. 329) nicht angewandt werden kann. Doch würde nach der allgemein für alle Dämpfe geltenden Gleichung:

$$h = c_p - \frac{r}{T}\left[\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p\right]$$

sein. Da $c_p = 0,5061$, $r = 74$ (Brix) resp. 76,75 (Despretz), $T = 273 + 157$, so ergäbe sich für ein negatives h, $\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p > 2,8$, ein Resultat, das von dem bei anderen Dämpfen gefundenen beträchtlich abweicht.

Die permanenten Gase, Stickstoff, Wasserstoff und

Sauerstoff, bei denen $\frac{c_p}{c_v} = 1{,}41$ ist, werden sich wie Wasserdampf verhalten. Dehnen sich diese Gase bei einem ursprünglich hohen Druck adiabatisch aus und gelangen in den Zustand des gesättigten Dampfes, so werden sie sich bei weiterer Ausdehnung condensiren; und dass sie in den gesättigten Dampfzustand gelangen, lässt sich daraus entnehmen, dass die adiabatischen Linien in den Punkten der gesättigten Dampflinie stärker fallen, als diese selbst. Cailletet ist es in der That durch adiabatische Ausdehnung gelungen, die permanenten Gase theilweise zu verflüssigen.

Zu beachten ist noch, dass die Dämpfe, bei denen $c_p : c_v$ nur wenig grösser als 1,08 ist und also die Gleichung (I) keinen sicheren Schluss gestattet, sich bei verschiedenen Temperaturen verschieden verhalten; so ist bei Chloroform bei 120° $h = -0{,}002$, bei 139° $h = +0{,}003$ (experimentell von Cazin bestätigt). Bei Alkohol ist bei 140°, bei Aceton bei 175° h grösser als Null.

Wie wir früher eine Relation zwischen c_p und h abgeleitet, so können wir auch die folgende Relation zwischen c_v und h finden:

$$c_v - h = \frac{T}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left\{\frac{r}{T} - \frac{d(A p u)}{\partial T}\right\}.$$

Eliminiren wir hier $\frac{T}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ und $\frac{T}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$, so wird:

$$\frac{(c_p - h)(c_v - h)}{c_p - c_v} = \frac{\frac{r}{T} - \frac{d(A p u)}{d T}}{\frac{A p u}{r}}.$$

Mit dieser Gleichung kann man, falls die Spannkraft des gesättigten Dampfes, die latente Wärme und c_p gegeben ist, auch c_v bestimmen.

E. W.

XV. *Fr. Rossetti.* *Ueber die Temperatur der Flammen* (Zweite Mittheilung. Atti del Ist. Ven. (5) IV. p. 1—11. Separatabz. 1878.).

Rossetti hat seine früheren Untersuchungen (Beibl. I. p. 615.) weiter fortgeführt und zunächst nachgewiesen, dass die Flammen bei zunehmendem Druck zwar wesentlich grösser werden, aber selbst bei beträchtlichen Druckänderungen in entsprechenden Punkten fast die gleiche Temperatur besitzen.

Es wurden Bunsen'sche Brenner, bei denen die unteren Oeffnungen verstopft waren, oder offen blieben, Fischschwanzbrenner und Lampen von Wisnegg untersucht. Die Maximaltemperatur betrug stets etwa 1340°.

Ferner ergab sich für die grosse und kleine Flamme in dem Bunsen'schen Apparat zur Umkehr der Natriumlinie resp. 1290 und 940°.

In der Flamme der Stearinkerze liegen die Temperaturen der einzelnen Schichten zwischen 640 und 940°, in der der Locatelli'schen Lampe zwischen 575 und 920°, der Petroleumlampe zwischen 780 und 1030°. Die Maximaltemperatur der Alcoholflamme betrug etwa 1180°. Aenderungen des specifischen Gewichtes des Alcohols von 0,912 bis 0,8225 waren von verschwindendem Einfluss.

Es wurden noch Gemische von Leuchtgas und anderen Gasen untersucht und es ergaben sich folgende Temperaturen für die obere Spitze (*a*), die Basis des inneren Conus (*b*) und den äusseren Mantel auf der Höhe der Spitze des inneren Conus (*c*):

	Leuchtgas und Luft.					Leuchtgas und Stickstoff.					
	1 Luft 1 Gas	2 Luft 1 Gas	2½ L. 1 Gas	3 Luft 1 Gas	4 Luft 1 Gas	3 N. 1 Gas	1 N. 1 Gas	2 N. 1 Gas	2½ N. 1 Gas	3 N. 1 Gas	4 N. 1 Gas
a	1150	1260	1150	1116	930	1240	1180	1150	1080	1040	960
b	570	330	270	240	—	345	260	240	—	210	160
c	1066	1180	—	1070	—	1150	—	1065	—	—	—

Gemische von Leuchtgas mit Kohlensäure verhalten sich ganz wie solche mit Stickstoff, nur dass, entsprechend

der grösseren specifischen Wärme der ersteren, die Temperaturen an entsprechenden Punkten der Flammen der ersteren Gemische niedriger sind, als bei denen der letzteren.

Zur Messung noch höherer Temperaturen, als der bisher untersuchten, schlägt der Verf. ein Kohlen-Platin-Thermoelement vor, das von einem Porzellanröhrchen umgeben ist.

E. W.

XVI. *A. Ladenburg. Untersuchungen über den absoluten Siedepunkt* (Chem. Ber. XI. p. 818—822. 1878.).

Um die Erscheinungen bei dem sogenannten kritischen Punkt, bei dem Flüssigkeit und Dampf als identisch zu betrachten sind, vorführen zu können, füllt der Verf. Glasröhren von 2—3 mm Glasstärke und 1—4 mm lichter Weite theils zum vierten Theil, theils bis zur Hälfte mit niedrig siedenden Flüssigkeiten, wie SO_2, NO_2, Cl_2, und Aether und schmilzt sie oben zu, nachdem er die Luft durch Kochen möglichst ausgetrieben. Das Glasröhrchen wird dann in ein weiteres Glasrohr gehängt, durch das der Dampf einer hochsiedenden Flüssigkeit strömt.

Die Versuche mit Schwefligsäureanhydrid ergaben, dass sein absoluter Siedepunkt jedenfalls unter 182° liegt (Drion setzt ihn = 140°), denn es verschwand im Anilindampf die Flüssigkeit im Rohr vollständig, gleichviel, ob sie zum vierten Theil oder zur Hälfte gefüllt war. Im letzteren Fall lässt sich auch die starke Zunahme des Volumens der Flüssigkeit und die Abnahme der Cohäsion und Adhäsion mit steigender Temperatur beobachten, indem der anfangs deutlich concave Meniskus horizontal wird, und die Steighöhe in einem in die Flüssigkeit tauchenden Capillarrohr bis nahezu Null abnimmt. Ist der absolute Siedepunkt erreicht, so verschwindet die Trennungsfläche zwischen Flüssigkeit und Gas. Ist hinlänglich viel Flüssigkeit vorhanden, so zeigt sich beim Abkühlen ein Nebel. Die Versuche an NO_2 geben keine Resultate, da Flüssigkeit und Dampf mit steigender Temperatur zu dunkel werden.

Das untersuchte Chlor war aus Chlorhydrat gewonnen, und zeigte dem SO_2 ähnliche Resultate.

Zu genaueren Versuchen diente ein nach dem Princip des Bunsen'schen Thermostaten construirter, indess nicht weiter beschriebener Apparat.

Es ergaben sich für die absoluten Siedepunkte:

SO_2 157° bis 161 (Drion 140°),
Cl_2 148°,
Aether 196° (Cagniard La Tour, Wolf 200°).

Weitere Versuche sollen noch ausgeführt werden.

E. W.

XVII. **Lothar Meyer.** *Ueber das Atomgewicht des Berylliums* (Chem. Ber. XI. p. 576—578. 1878.).

XVIII. **R. Brauner.** *Ueber das Atomgewicht des Berylliums* (ibid. p. 872—875.).

XIX. **L. F. Nilson und O. Petterson.** *Ueber das Atomgewicht des Berylliums. Erwiderung an Herrn Lothar Meyer* (ibid. p. 906—910.).

Anlässlich der Beobachtungen von Nilson und Pettersson einerseits und E. Reynolds andererseits, macht der Verf. darauf aufmerksam, dass ein dreiwerthiges Element mit dem Atomgewicht 13,8 (wie N. und P. beim Beryllium annehmen) in der auf die Zahlenwerthe der Atomgewichte gegründeten Classification seine Stelle zwischen $C = 11{,}97$ und $N = 14{,}01$ finden würde, wohin doch ein dreiwerthiges, metallisches und ziemlich schwer schmelzbares Element nicht passt. Es ist daher, wenn das Beryllium wirklich dreiwerthig ist, sehr wahrscheinlich, dass das von v. Awdjew gefundene Aequivalentgewicht (4,6) zu hoch ist, und dass sein Atomgewicht nicht $3 \times 4{,}6 = 13{,}8$ ist sondern zwischen denen von Bor und Kohlenstoff, also zwischen 11 und 11,5 liegt. Es würde dann das erste Glied der Aluminiumgruppe darstellen.

Eigenthümlich ist ferner, dass, wenn man aus der Molecularwärme des Berylliumoxydes die Atomwärme des in ihm enthaltenen Sauerstoffs berechnet, diese sich zu

2,47 Cal. ergibt, während für alle anderen Oxyde dieselbe fast nie kleiner als 3,5 und fast nie grösser als 5,1 ist.

Lothar Meyer hält daher eine Wiederaufnahme der betreffenden Bestimmungen und vor allem derer des Aequivalentgewichtes für äusserst wünschenswerth.

Brauner erscheint gleichfalls das Atomgewicht des Berylliums zu 13,8 für nicht richtig, da es sich dann nicht in das oben erwähnte periodische System der Elemente einordnen liesse; um die gegentheiligen Resultate von Nilson und Pettersson zu erklären, hält er es für nicht unwahrscheinlich, dass Beryllium wie Bor und Kohlenstoff, eine stark veränderliche specifische Wärme besitze.

L. F. Nilson und O. Pettersson machen in einer Erwiderung gegen L. Meyer zunächst genauer auf die Mängel der von Emerson Reynolds angestellten Versuche aufmerksam, die vor allem in zu kleinen angewandten Mengen der untersuchten Substanz bestehen; eine vollständige Kritik derselben liesse sich indess erst nach der Veröffentlichung seiner vollständigen Arbeit geben. Dass bei ihren eigenen Versuchen sich so grosse, constante Fehler eingeschlichen hätten, dass die specifische Wärme von der bestimmten 0,4129 zu der von L. Meyer geforderten 0,642 steige, weisen die Verfasser durch detaillirte Angaben ihrer Versuche nach. Die Angaben von v. Awdjew und Weeren über das Aequivalentgewicht des Berylliums halten sie für richtig.

Dem Umstande, dass die Atomwärme des Sauerstoffs in der Beryllerde sich so klein (2,47) ergibt, können die Verfasser kein Gewicht beimessen, da auch die des Sauerstoffs in der Thonerde weit kleiner ist, als bei den übrigen Peroxyden; dagegen machen sie darauf aufmerksam, dass mit einem Atomgewicht des Berylliums = 13,8, die Molecularwärme des Berylliumoxydes $Be2O_3$ 18,7 sehr nahe mit der der Thonerde 20,3 (Neumann), 22,3 (Regnault) übereinstimmt. Falls man Be = 9,2 setzt, würde die Atomwärme 6,2 weit unter denen der Beryllerde BeO von sämmtlichen bisher untersuchten Monoxyden (10,0—11,0) liegen.

E. W.

XX. ***Dufet.*** *Ueber die Brechungsexponenten von Mischungen isomorpher Körper* (C. R. LXXXVI. p. 881—884. 1878.).

Gladstone hat gefunden, dass die brechende Kraft homogener Gemenge chemisch indifferenter Medien das aus den Mengungsverhältnissen direct zu berechnende „barycentrische Mittel" der brechenden Kräfte der Componenten ist. — Bilden also p Aequivalente eines Körpers vom Aequivalentgewicht e und dem Brechungscoëfficienten n und der Dichte d mit p' Aequivalenten des durch e', n' und d' charakterisirten Körpers eine Mischung mit dem Brechungscoëfficienten N und der Dichte D, so hat man für isomorphe Körper, wo $\frac{e}{d} = \frac{e'}{d'}$ und $D = \frac{pe + p'e'}{\frac{pe}{d} + \frac{p'e'}{d'}}$ ist:

$$N = \frac{pn + p'n'}{p + p'}.$$

Diese Relation fand Dufet auch für die Hauptindices der im rhombischen Systeme krystallisirenden Körper von schwefelsaurem Nickel und Magnesium bestätigt. So ergab sich z. B. für den mittleren der 3 Hauptindices des Strahles D an fünf verschieden zusammengesetzten Krystallen.

Mg	Ni	Aequivalent-gewicht.	n beobachtet.	n berechnet.
$SO^4 + 7HO$				
100	0	123	1,4554	
71,65	28,35	127,51	1,4645	1,4641
59,3	40,7	129,58	1,4675	1,4681
46,1	53,9	131,87	1,472	1,4725
28,05	71,95	135,12	1.479	1,4788
20,9	79,1	136,47	1,483	1,4815
0	100	140,54	1,4893	

Der Verf. beabsichtigt für Gemenge von Zink- und Magnesiumsulfat auch hinsichtlich des Winkels der optischen Axen den Einfluss der Zusammensetzung zu unter-

suchen; für die vorstehend erwähnten Körper bedürfte es dazu genauerer Messungen der Brechungsexponenten.

Zn.

XXI. ***Ch. S. Hastings.*** *Ueber den Einfluss der Temperatur auf die optischen Constanten des Glases* (Sill. J. (3) XV. p. 269—275. 1878.).

Die Bestimmungen der Brechungsexponenten der vom Verfasser untersuchten Glassorten geschahen nach der Methode der kleinsten Ablenkung an Prismen von nahe 60° unter Anwendung eines Meyerstein'schen Spectrometers, welches die Winkel bis auf 2″ ablesen, dagegen in der Ausführung viel zu wünschen übrig liess. Es mussten deshalb, namentlich da Hastings zu seinem Zwecke die sechste Decimale der Brechungsexponenten mit möglichster Sicherheit zu bestimmen hatte, eine Reihe von Correctionen angebracht und Vorsichtsmassregeln getroffen werden, über die der Aufsatz in wünschenswerther Ausführlichkeit Rechenschaft gibt. Als sehr wesentliche Bedingung der Genauigkeit zeigte sich die Controle, ob bei jeder der beiden Stellen des Prismas, unter welcher irgend ein Strahl die Minimalablenkung erlitt, auch genau dieselbe Stelle in der Mitte des Objectives von dem Centralstrahl getroffen wurde. Es geschah dies durch Hindurchblicken durch den etwas geöffneten Spalt und war nothwendig, um die Fehler zu vermeiden, die von der in jedem Objective bei allen mit Ausnahme einer oder höchstens zweier Strahlengattungen vorhandenen Aberration herrühren.

Die Temperatur der Prismen variirte zwischen 15° und 29° C. und wurde an einem Thermometer abgelesen, das sich im Wasser einer an die Rückseite des Prismas angekitteten Halbzelle befand. Bei der Kleinheit der beobachteten Veränderungen musste auch auf die Barometerschwankungen Rücksicht genommen werden.

Die Messungen, ausgeführt an zwei Flintglas- und einem Crownglasprisma, ergaben für die Aenderung des Brechungsexponenten, welche einer Temperaturerhöhung

von 1° C. entspricht, beispielsweise die folgenden Werthe in Einheiten der sechsten Decimale.

Linie.	I (Flintglas)	II (Flintglas)	III (Crowngl.)
A	4,12	1,70	−0,82
D_2	5,12	2,43	0,00
h	8,03	6,04	+3,22

Nach Messungen an 11 Fraunhofer'schen Linien liess sich die Abhängigkeit dieser Variationen von der Wellenlänge gut durch die Formel

$$\varkappa = \alpha + \frac{\beta}{\lambda^2}$$

darstellen. Für die drei beobachteten Fälle war:

$$\text{I}\quad \varkappa = 1{,}875 + 1{,}110\frac{1}{\lambda^2}, \qquad \text{II}\quad \varkappa = 0{,}442 + 0{,}755\frac{1}{\lambda^2}$$

$$\text{III}\quad \varkappa = -1{,}813 + 0{,}604\frac{1}{\lambda^2}.$$

Merkwürdig ist, wie die Aenderung des Dispersionsvermögens die des Brechungsvermögens so erheblich übertrifft. Zugleich scheint sich zu ergeben, dass die Aenderungen des Dispersionsvermögens der Grösse desselben proportional sind. Es würde somit ein bei einer gewissen Temperatur richtig achromatisches System dies auch bei jeder anderen sein.

Die Hastings'schen Werthe stimmen der Ordnung nach gut mit früher von Fizeau gefundenen überein.

Zn.

XXII. ***A. Cornu.*** ***Ueber das ultraviolette Sonnenspectrum*** (C. R. LXXXVI. p. 101—104. 1878.).

Der Verf. berichtet über Arbeiten, deren Ziel war, in gleicher Weise wie es Ångström für die sichtbaren Strahlen gethan hat, die Wellenlängen der ultravioletten Linien zu registriren und die entsprechend graphische Darstellung zu geben. Für den mit Glasapparaten wahrnehmbaren Spectralbezirk von h ($\lambda = 410{,}1$) bis O ($\lambda = 343{,}97$) liegt die Zeichnung schon in einer früheren Publication (Ann. d. l'éc. norm. III. 1874) vor.

Die zweite Partie von *O* bis *U* ($\lambda = 294{,}8$) wurde mit einem Quarzspectroscop unter Anwendung von Kalkspathprismen photographisch aufgenommen. — Die Messungen liessen sich unter Anwendung eines spiegelnden Glasgitters mit directer Sonne für die Hauptlinien *O*, *P*, *Q*, *R*, *r* und *S* trotz grosser Schwierigkeiten ausführen.

Die noch brechbareren Strahlen gestatteten keine hinlänglich genauen Messungen. Cornu stellte dagegen mit grosser Sicherheit die Coincidenz mehrerer Hauptstreifen mit Eisenlinien fest. Die Wellenlänge der letzteren war dann bequemer zu ermitteln.

Die Cornu'schen Messungen stimmen für *O*, *P*, *Q*, *R* sehr gut mit denen von Mascart. Die Region *T* ($\lambda = 301{,}97$) bis *U* ist von diesem nicht mit beobachtet worden.

Gelegentlich der Messungen wurde festgestellt, dass die ultraviolette Spectralgrenze sehr veränderlich ist. Der Zustand der Atmosphäre, namentlich der Wassergehalt derselben, spielt neben dem Stande der Sonne eine Hauptrolle. So ist bei gleicher Sonnenhöhe im Winter das Spectrum viel ausgedehnter, als im Sommer. Atmosphärische Banden kommen im ultravioletten Spectrum nicht vor.

Die Messungen im Sonnenspectrum werden durch solche für die Metalllinien vervollständigt.

Die Genauigkeit der Resultate wurde ausser durch Einhaltung der bekannten Vorsichtsmassregeln, wie Vermeidung des Metallspiegels, Compensation der Drehung der Polarisationsebene im Quarz, Concentrationslinse vor dem Spalte u. s. w., namentlich durch exacte Ausführung des Schliffes für Linsen und Prismen bedingt. Zn.

XXIII. ***Gouy.*** ***Ueber die Transparenz farbiger Flammen*** (C. R. LXXXVI. p. 878—880. 1878.).

Der photometrische Apparat, dessen sich Hr. Gouy bediente, bestand in einem Spectroskope mit zwei Spalten und Collimatoren. Ein Spiegel, der das Objectiv des einen Collimators zur Hälfte bedeckt, wirft die Strahlen des an-

deren Spaltrohres in die Richtung der vom ersten Spalte ausgehenden.

Das Beobachtungsrohr enthält kein Ocular, dagegen in der Focalebene seines Objectives einen Spalt, welcher eine bestimmte Partie der beiden aufeinander fallenden Spectren aufnimmt. Das Auge, unmittelbar hinter diesem Spalt befindlich, erblickt die beiden Halb-Objective zu einem Kreise vereinigt, dessen Hälften gleich gefärbt, aber verschieden hell sind.

Der zur Classe der Polarisationsphotometer gehörige Apparat gestattet nach Angabe des Verf. alle Dispositionen, die zu einer genauen Messung erforderlich sind. Die vorliegende Mittheilung enthält aber keine weiteren Angaben darüber.

Die farbigen Flammen wurden durch ein Gemenge von Leuchtgas und Luft erzeugt, in welchem das zu einem feinen Staube verwandelte Salz suspendirt war. Ein Haupterforderniss bei der Anwendung desselben bestand in der Erhaltung einer constanten Zusammensetzung. Durch Anwendung eines besonderen Regulators wurde diese Schwierigkeit beseitigt. Zu noch genauerer Regulirung des Verbrennungsprocesses ward das mit Salzen imprägnirte Gasgemisch durch eine farblose Flamme umhüllt und somit vor dem Einflusse der umgebenden Luft bewahrt. Die schliessliche Anordnung der Versuche lässt sich der Gouy'schen Mittheilung nicht entnehmen.

Als Hauptresultate ergaben sich die folgenden Sätze:

Eine gefärbte Flamme ist für Strahlen, die sie selbst nicht aussendet, fast vollkommen transparent; die Absorption beträgt sicher kein Funfzigstel des auffallenden Lichtes.

Das gleiche gilt hinsichtlich des Eigenlichtes für die Strahlengattungen, welche die continuirlichen Theile der Spectra der mit Kalium-, Natrium-, Aluminium- und Magnesiumsalzen gefärbten Flamme bilden. Es zeigten nämlich zwei gleiche Flammen bei ihrer Vereinigung die doppelte Intensität von jeder einzelnen. Das entsprechende Resultat ergab sich, wenn eine Flamme einmal für sich, dann

aber im Mittelpunkte eines Hohlspiegels von bekanntem Reflexionsvermögen beobachtet wurde.

Die breiten Banden der Strontium-, Calcium- und Baryumspectren zeigten eine geringe Absorption; die Gesammtintensität zweier gleich hellen Flammen lag zwischen dem Doppelten und dem 1,96 fachen einer einzelnen.

Vorläufige Versuche des Verfassers haben weiter ergeben, dass farbige Flammen mit fast homogenen Linien ein bedeutendes Absorptionsvermögen für die betreffenden Lichtgattungen besitzen; die numerische Feststellung derselben soll später mitgetheilt werden. Zn.

XXIV. *G. Govi. Ueber das Gesetz der Lichtabsorption in durchsichtigen Mitteln und seine Anwendung auf die quantitative Spectralanalyse* (C. R. LXXXV. p. 1046—49. ibid. p. 1100—03. 1877.).

Die Ungleichheit des Absorptionsvermögens einer gefärbten Flüssigkeit für die verschiedenen Lichtgattungen kommt in charakteristischer Weise und sehr übersichtlich zum Vorschein, wenn man dieselbe in einem keilförmigen Hohlprisma so vor den Spalt eines Spectroskopes bringt, dass die Kante jenes Prismas senkrecht zur Längsrichtung des Spaltes steht.

Die Linien physiologisch gleicher Verdunkelung bilden dann wellenförmig abgestufte Schattencurven, deren Zeichnung oder photographische Wiedergabe die Natur der Lösung mit hinlänglicher Schärfe objectiv charakterisiren würde.

Höheren Anforderungen an Genauigkeit entspricht dagegen nur die eigentlich photometrische Bestimmung des Absorptionscoëfficienten für eine hinreichende Anzahl homogener Farben.

Herr Govi schildert im allgemeinen die Art, wie man zu diesen Bestimmungen gelangt und weisst darauf hin, dass er im Jahre 1860 die Beschreibung eines *photomètre analyseur* veröffentlicht hat, welches sich zu einer annähernden Bestimmung der Absorption für die verschiedenen

Theile des Spectrums hätte benutzen lassen. Die beanspruchte Priorität für die Begründung der chemischen quantitativen Spectralanalyse dürfte indess Govi hieraus Vierardt gegenüber nicht ableiten können.

Ganz abgesehen übrigens von der chemischen Anwendung, die Govi unberührt gelassen hat, und die in den calorimetrischen Arbeiten A. Müllers mehrere Jahre früher schon wissenschaftlich verwendet worden war, findet sich die Grundidee spectral-photometrischer Bestimmungen schon in Lambert's Photometrie 1760 ausgesprochen; andererseits liegen wirklich ausgeführte Bestimmungen bereits vor 1850 von Müller in Freiburg vor, während ein Govi's Methode weit übertreffendes spectralphotometrisches Verfahren Brewsters wohl nur Vorschlag geblieben ist. Zn.

XXV. *E. Allard. Untersuchung über die Intensität und Tragweite der Leuchtthürme, enthaltend die Beschreibung einiger neuer Apparate, sowie Studien über die Durchsichtigkeit der Flammen, den Anblick der funkelnden Feuer und die nächtliche Durchsichtigkeit der Atmosphäre* (Paris, Imprimerie nationale. 1876. [1])).

Es sei V das Volumen einer homogenen Flamme; ihre specifische Intensität, d. h. die von der Volumenein-

---

1) Wir müssen uns in dem Referat auf die Mittheilung der wichtigsten physikalischen Resultate beschränken, theilen aber der Vollständigkeit wegen das Inhaltsverzeichniss mit:

heit ausgesandte Lichtmenge sei i, ihr Durchsichtigkeitscoëfficient, d. h. die Grösse, welche angibt, einen wie grossen Bruchtheil der auffallenden Lichtmenge die Längeneinheit der Flamme durchlässt, sei $a < 1$. Wäre $a = 1$, also die Flamme vollkommen durchsichtig, so wäre die von ihr ausgesandte Lichtmenge:

$$J = Vi.$$

Weicht aber a merklich von 1 ab, so wird $J = KVi$ werden, wo K eine von der Gestalt der Flamme und von a abhängige Grösse ist.

Haben wir einen cylindrischen Körper vom Querschnitt w, so ist die von der Länge l ausgestrahlte Lichtmenge, wie leicht zu finden:

$$J = \int_0^l w i a^x \, dx = \frac{wi(1-a^l)}{-\log a}.$$

Mit wachsendem l nimmt J erst schnell, dann langsam zu, um sich für sehr grosse l dem Grenzwerth $\frac{wi}{-\log a}$ zu nähern.

Um a zu bestimmen, wurden drei Methoden benutzt:

Es wurde an einer rechteckigen Flamme von der Länge l und der Breite e, die Intensität auf der Vorder- und der Seitenfläche gemessen. Ist das Verhältniss dieser Intensitäten m, so wird:

$$m = \frac{l(1-a^e)}{e(1-a^l)}.$$

Aus vier Versuchen ergab sich im Mittel $a = 0{,}972$.

Eine zweite Versuchsreihe wurde mit catadioptrischen Reflectoren angestellt. Bekanntlich entsteht bei diesen, wenn man die Flamme in ihren Brennpunkt bringt, ein Bild, dass sich genau über die Flamme lagert und ihre Helligkeit vermehrt. Verschiebt man die Flamme aus dem Brennpunkt in einer Richtung senkrecht zur Axe des Reflectors, so verschiebt sich das Bild nach der entgegengesetzten Seite, und zwar lassen sich die beiden Flammen so weit trennen, dass man die Intensität einer jeden derselben messen kann. Die des Bildes ist etwa 0,80 der ursprünglichen Flamme selbst, so dass die übereinander gelagerten Flammen eine Helligkeit von 1,80 geben müssten. Aus der durch die Absorption bewirkten Schwächung berechnet sich dann a zu etwa 0,86.

Endlich wurde noch direct die Helligkeit des electrischen Lichtes vor und nach seinem Durchgange durch eine Flamme bestimmt und ergab sich daraus a zu etwa 0,80.

Die gefundenen Werthe von a werden zunächst auf die Berechnung der Intensitäten des Lichtes von Lampen, dann aber auch zur Bestimmung des Verhältnisses der specifischen Intensitäten des Sonnen- und electrischen Lichtes verwandt. Ist nicht, wie wir früher annahmen, der Licht aussendende Körper ein Cylinder, sondern eine Halbkugel mit dem Durchmesser d, so wird:

$$\text{(I)} \qquad K = \frac{3(1 - a^d + d a^d \log a - \frac{1}{2} d^2 \log^2 a)}{d^3 \log^3 a}.$$

Bei den auf Leuchtthürmen benutzten electrischen Lampen hat das Licht etwa das Volumen einer kleinen Kugel von 1 cm Durchmesser und besitzt eine Helligkeit von 200 Carcel'schen Flammen. Seine scheinbare Oberfläche ist 0,7854 cmq, so dass seine Helligkeit pro Quadratcentimeter gleich 255 Flammen ist. Aus den Angaben Bouguer's über die Helligkeit der Sonne ergibt sich, dass sie nach Berücksichtigung der Correctionen für die Absorption in der Luft 47 mal so gross, als die des obigen electrischen Lichtes ist.

Berechnen wir nun die specifische Helligkeit $i = \frac{J}{KV}$ für das electrische Licht und die Sonne. Für V können wir bei einer Kugel setzen $\frac{2}{3} dS$, wenn S die Oberfläche eines grössten Kreises ist; es wird dann $i = \frac{J}{S} \frac{3}{2d} \cdot \frac{1}{K}$. Beim electrischen Licht ist $\frac{J}{S} = 255$, $d = 1$. Um K zu erhalten, haben wir in (I) $d = 1$ zu setzen; es wird:

$$i = 382 \cdot \frac{\log^3 a}{1 - a + a \log a - \frac{1}{2} \log^2 a}.$$

Um den entsprechenden Werth i_1 für die Sonne zu erhalten, haben wir nur d sehr gross oder unendlich gross zu setzen; es sei dann:

$$i_1 = 12050 (- \log a).$$

Wir kennen nun freilich weder die Durchsichtigkeit des electrischen Lichtes, noch die der Sonnenschichten. Der Verfasser hat daher unter Annahme verschiedener Werthe für a die specifischen Intensitäten i und i_1 und deren Verhältniss berechnet.

a	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,99
i	458	434	411	396	390	382
i_1	6155	4298	2689	1270	641	121
$i : i_1$	13,4	9,9	6,5	3,2	1,6	0,3

Wäre also die Durchsichtigkeit der Sonnenschichten und des electrischen Lichtes etwa eben so gross wie die der Mineralöllampen, so dass $a = 0{,}80$, so wäre die specifische Intensität der Sonne $6^1/_2$ mal so gross, als die des electrischen Lichtes.

Dass aber diese Berechnungen nur einen sehr approximativen Werth geben können, ist wohl unmittelbar klar; doch geben sie wenigstens ein Maass für die Ordnung der verglichenen Grössen.

Von besonderem physiologisch-optischem Interesse ist noch das Studium der Intensität der „feux scintillants“.

E. W.

XXVI. ***J. L. Soret.*** ***Untersuchungen über die Absorption der ultravioletten Strahlen durch verschiedene Substanzen*** (Arch. d. Gen. (2) LXI. p. 322—359. 1878.).

Die vorliegende Arbeit ist eine Ausführung der Beibl. II. p. 30 besprochenen und tragen wir hier das dort noch nicht Erwähnte nach. Als Platte im fluorescirenden Ocular diente eine Schicht einer wässerigen Aesculinlösung. Die zu untersuchenden Flüssigkeiten befanden sich in Glaströgen, resp. Glasröhren von 1 resp. 10 cm Länge und 1,16 mm Dicke, die an ihren Enden durch Quarzplatten verschlossen waren.

Zunächst wurde eine grosse Zahl Flüssigkeiten auf ihre Absorption in 1 cm dicken Schichten untersucht; die Lösungen waren meist concentrirt. Die folgende Tabelle gibt die Linien, bis zu denen das Licht ohne Schwächung hindurchgeht, die in ( ) gesetzten Zahlen die Linien, bei denen die Schwächung merklich ist, die in [ ] gestellten die Linie, die sehr schwierig sichtbar ist; die folgenden Linien sind alle absorbirt; die mit einem Stern versehenen Substanzen sind schon von Miller untersucht.

Name der Substanzen.	Spectrum Durchgelassen bei	Ab-ge-fang. von	Name der Substanzen.	Spectrum. Durchgelassen bei	Ab-ge-fang. von
*Destillirtes Wasser	31	?	Schwefelsäure [16]	(29)	
*Meerwasser	24 (25) (26)	27	*Natriumsulfat	(28)	29
*Chlorwasserstoffs.[1]	(24) (25) [26]	27	Magnesiumsulfat	24 (25)	26
„ [2]	25 (26) [27]	28	*Zinksulfat	10 (11)	12
„ [3]	25 (26) [27]	28	*Mangansulfat	(24)	25
„ [4]	(27) [28]	29	Cadmiumsulfat	20	22
*Chlorkalium [5]	24 (25) (26)	27	Kobaltsulfat [17]	(23) (24)	25
„ natrium [5]	(23)	24	Cersulfat	12	13
* „ baryum [5]	(24) (25) (26)	27	Didymsulfat [18]	(23)	24
* „ strontium [5]	(25) (26) [27]	28	*Kupfersulfat [19]	12 (13)	14
* „ calcium [5]	24 (25) (26) (27)	28	*Alaun	(24)	25
„ magnesium [5a]	(17) [23]	24	*Salpetrig. Säure [20]	10 (11)	12
„ „ [5b]	(23) [24]	25	*Kaliumnitrat	10 (11)	12
„ kalium [6]	26 (27)	28	*Natriumnitrat	10 (11)	12
„ natrium [6]	(23) [24]	25	*Baryumnitrat	10 (11)	12
„ lithium [6]	23 (24) [25]	26	*Calciumnitrat	10 (11)	12
„ baryum [6]	27 (28)	29	*Magnesiumnitrat	10	11
„ strontium [6]	26 (27) [28]	29	Cobaltnitrat	10	11
„ calcium [6]	(23) (24)	25	Urannitrat	10 (11)	12
„ magnesium [6]	(27) [28]	29	*Bleinitrat	10 (11)	12
* „ ammonium [7]	23 (24)	25	*Quecksilbernitrat	9 (10)	11
„ „ [8]	25 (26)	27	*Silbernitrat	10	11
* „ mangan	9 (10) (11)	12	*Wismuthnitrat	10	11
„ nickel [9]	14 (15)	16	Didym [21]	9 (10) (11)	12
„ cobalt [10]	(17)	18	Kaliumnitrit [22]	7	8
„ lanthan	24 (25)	26	*Phosphorige S.	13	14
* „ quecksilber	17	18	*Natriumpyrophos-		
„ platin [10a]	8 [9]	10	phat [23]	(21) [21]	23
*Jodkalium	16	17	*Arseniksäure	13	14
*Cyankalium	(17) [18]	19	Arsenige Säure	26	27
*Cyanquecksilber [11]	(18) (20) (23)	24	*Borsäure	24 (25) (26) [27]	28
*Sulfocyankalium	(15)	16	*Natriumborat	23 [24]	25
*Kaustisches Kali [12]	(17)(18) (19) [20]	21	Kohlensäure [24]	(27) (28) (29)	
* „ „ [13]	18 19 20 (21)	22	*Kaliumcarbonat	21	22
*Ammoniak [14]	17	18	*Natriumcarb. [25]	21	22
*Schwefelsäure [15]	(24)	25	* „ [26]	21	22

1) Reine concentrirte Säure des Handels. 2) Um ihr Vol. mit Wasser verdünnt. 3) Mit dem 3fachen Vol. Wasser verdünnt. 4) Mit dem 7fachen Vol. Wasser verdünnt. 5) Recht concentrirte Lösungen, Reinheit zweifelhaft. 5ᵃ) Lösung mit 25% Salz. 5ᵇ) Lösung mit $12^1/_2$% Salz. 6) Lösungen mit gleichen Chlormengen, 10 gr auf 160 Wasser. 7) Gesättigt. 8) Verdünnt. 9) Absorbirt auch das Roth. 10) Absorbirt Bande im Grün-blau. 10ᵃ) Sehr verdünnt. 11) Gesättigt. 12) Concentrirt, enthält K_2CO_3. 13) Mit einem gleichen Vol. Wasser verdünnt. 14) Concentr., unrein. 15) Concentr., das Spectrum geschwächt von 12 an. 16) $SO_4H_2 + 5Aq$. 17) 62 gr in 550 H_2O. 18) Geschwächt von 10. 19) Absorbirt das Roth. 20) Concentr. 21) Wenig concentrirt. 22) Enthält wahrscheinlich Nitrat. 23) Geschwächt von 15. 24) Gelöst in H_2O. 25) Concentrirt. 26) Mit einem gleichen Vol. Wasser versetzt.

Name der Substanzen.	Spectrum Durchgelassen bei	Abgefang. von	Name der Substanzen.	Spectrum Durchgelassen bei	Abgefang. von
Natriumcarbonat [1]	22 (23)	24	*Essigsäure	(17) [18]	19
*Natriumbicarbonat	21	22	Milchsäure [6]	(11) [12]	13
*Ammoniumcarbon.	19 (20)	21	Buttersäure	(17) [18]	19
*Kleesalz	14	15	Propionsäure	(16)	17
Schweflige Säure [2]	11 [12]	13	Ameisensäure	7	8
*Natriumsulfit [3]	17	18	Capronsäure	14	15
*Kaliumchlorat	(24)	25	Valeriansäure	(17)	18
Natriumchlorat	17 (18) (19) (20)	21	Carbolsäure [7]	—	—
*Schwefelkohlenstoff	8	9	*Glycerin	10 (11)	12
Natriumprussiat [4]	9 (10)	11	*Chloroform	13	14
*Absolut. Alkohol [5]	24 (25) [26]	27	*Benzin	11	12
Rectif. „	26 (27) (28)	29	*Terpentinöl	9 (10) (11) (12)	13
*Aethyloxyd	19	20	Orangenessenz	8	9
Aethylbromid	15 (16)	17	Amylen [8]	17	18
*Essigaether	(16) [17]	18	Toluen [9]	12 (13) (14)	15
Valeriansäure	17 [18]	19	Xylen [10]	9 (10) [11]	12
*Aethylalkohol	(17) [18]	19	Cymen β. [11]	(9)	10
Jodmethyl	8	9	Nitrobenzin [12]	7	8
Amylalkohol	9 10	11	Anilin [13]	9	10
Chloramyl	17 (18)	19	Acetonitril	20	21
Essigs. Amyl	9 (10)	11	Senföl	(9)	10
Aceton	11	12	Aesculin [14]	7	8
Buthylenhydrat	20	21			

Im ganzen stimmen die obigen Resultate mit den von Miller erhaltenen. Wie jener, so fand auch Soret, dass die Chlorüre der Alkali- und Erdalkali-Metalle, sowie die Schwefelsäure und deren Verbindungen mit denselben Metallen nur die äussersten Strahlen des Spectrums absorbiren; die kleinen Verschiedenheiten, die diese Körper zeigen, können von Unreinigkeiten herrühren.

Schon Stokes fand, dass der Quarz die doppelte Aluminiumlinie (32) absorbirt; Soret hat dies bestätigt gefunden und zugleich erkannt, dass bei Anwendung von dickeren Schichten selbst noch die Linie 29 absorbirt wird.

Der Kalkspath besitzt eine kleinere Durchlässigkeit

1) Mit dem 3fachen Vol. H_2O. 2) Concentrirte wässerige Lösung. 3) Unrein. 4) Sehr verdünnt. 5) 98 %. 6) Schwach gelb. 7) Lässt blau durch, nicht aber violett. 8) Siedet zwischen 35 und 42°. 9) Siedet bei 108°. 10) Siedet bei 135°. 11) Etwas gelb. 12) Gelb, siedet bei 213°. 13) Gelb, siedet bei 188°. 14) Wässerige Lösung.

als der Quarz; Schichten von 93 mm schwächen die Linie 25 bereits sehr beträchtlich.

Das reine Wasser ist in Schichten von 1 cm durchsichtig bis zur Linie 32 exclusive. Für diese ist das Wasser weniger durchsichtig als der Quarz, für die Linien 27 bis 31 aber durchsichtiger. Die geringsten Unreinigkeiten sind indess von grossem Einfluss und sind daher bei der Darstellung von Lösungen Filtrationen möglichst zu vermeiden.

Der Einfluss der Dicke und der Concentration der Lösungen auf die Absorption bei den ultravioletten Strahlen gehorcht denselben Gesetzen, wie bei den sichtbaren. Es kann auch hier das Verhältniss der Durchsichtigkeit zweier Substanzen sich mit der Dicke umkehren. In einzelnen Fällen verbreitert sich der Absorptionsstreifen nur wenig mit Erhöhung der Dicke (Salpeter), bei anderen dagegen sehr.

Aendert man zu gleicher Zeit Concentration und Dicke der Schicht so, dass die Menge des gleichen Körpers dieselbe bleibt, so ändert sich das Absorptionsvermögen der Körper im allgemeinen nicht.

Absorptionsstreifen besitzen ausser den früher angeführten Substanzen: verdünnte schweflige Säure zwischen 13 und 21.

Für die Chromate, das Ammoniak, die Salpetersäure und die Nitrate hat der Verfasser noch eine Reihe specieller Versuche angestellt, indem er die Grenzen der Absorptionsbanden bei verschiedenen Concentrationen bestimmte.

E. W.

XXVII. ***F. Becke. Die optischen Eigenschaften des Rohrzuckers*** (Tschermak, Mittheil. 1877. p. 261—264.).

Es ergab sich zunächst die Lage der optischen Mittellinie für Natriumlicht cc im Mittel aus drei Bestimmungen zu 23° 23′.

Die Doppelbrechung ist negativ, die Axenebene ist die Symmetrieebene, der Axenwinkel ist für Luft: Roth (monochrom. Glas) 78° 11′, D 78° 26′, Grün (monochrom. Glas)

78° 52′. Die von der Theorie geforderte geneigte Dispersion ist nur in sehr geringem Grade vorhanden. Für den wahren optischen Axenwinkel ergab sich aus der Beobachtung der scheinbaren spitzen und stumpfen in Oel für:

Roth 47° 42′ 30″. *D* 47° 48′ 20″. Grün 47° 57′ 56″.

Für die Brechungsexponenten ergaben Messungen an drei Prismen:

	I. Kante ‖ a.	II. Kante ‖ b.	III. Kante ‖ c.
Roth	$\alpha = 1{,}5351$	$\beta = 1{,}5630$	$\gamma = 1{,}5679$
Gelb	$\alpha = 1{,}5371$	$\beta = 1{,}5653$	$\gamma = 1{,}5705$
Grün	$\alpha = 1{,}5404$	$\beta = 1{,}5687$	$\gamma = 1{,}5737$,

Die Zahlen stimmen mit den von Calderon gefundenen befriedigend überein, ebenso die aus ihnen berechneten Axenwinkel mit den direct beobachteten. E. W.

XXVIII. *J. Brown. Ueber die Contactelectricität* (Nature XVIII. p. 12—13. 1878.).

Beim Contact einer Eisen- und Kupferplatte zeigt sich nach der Trennung die erstere positiv geladen. Enthält aber die umgebende Luft eine genügende Menge Schwefelwasserstoff, so tritt die entgegengesetzte Ladung ein.

Löthet man einen Ring aus einem Halbring von Zink oder Eisen und einem von Kupfer zusammen und lässt über der einen Contactstelle des horizontal gestellten Ringes ein in der Richtung des Radius desselben aufgehängtes, positiv electrisirtes Metallstäbchen schweben, so weist die Ablenkung desselben die positive Ladung des Zinks oder Eisens nach. Im Schwefelwasserstoff zeigt sich dagegen der Halbring von Eisen negativ electrisch. Es soll hiernach das electrische Verhalten der Metalle wesentlich von dem Unterschiede ihrer Verwandtschaft zu einem Element der sie umgebenden, zusammengesetzten Gase herrühren, ähnlich wie beim Einsenken in Flüssigkeiten, z. B. Wasser und Schwefelkaliumlösung, wo auch das Eisen eine grössere Verwandtschaft zum Sauerstoff, eine kleinere zum

Schwefel hat, als das Kupfer, und infolge dessen Eisen in Wasser positiv, in Schwefelkaliumlösung negativ gegen Kupfer ist. G. W.

XXIX. ***Thompson.*** *Laternenschlitten-Galvanometer* (Engineering Nr. 2. 1877.).

Das für Projectionsversuche construirte Instrument ist ganz ähnlich dem verticalen Galvanometer von Bourbouze (Wied. Galv. (2) II. Nachtr. 84), nur dass der Zeiger nach unten gerichtet und das Ganze in einen Rahmen eingefügt ist, der in eine Laterna magica eingeschoben werden kann. G. W.

XXX. ***E. Elsässer.*** *Ueber eine Electrolyse mit Wasserstoffentwickelung an beiden Polen* (Chem. Ber. XI. p. 587—590. 1878.).

Schon im Jahre 1866 zeigte Beetz[1]), dass sich bei der Electrolyse von schwefelsaurem Magnesium unter Anwendung einer positiven Electrode von Magnesium an beiden Polen Wasserstoff entwickelt. Analoge Beobachtungen hat Elsässer ohne Kenntniss der Versuche von Beetz[2]) im Jahre 1876 veröffentlicht und ein von der Stromstärke und innerhalb gewisser Grenzen von der Concentration der Lösungen unabhängiges Verhältniss der beiderseitigen Wasserstoffmengen beobachtet, ein Resultat, welches Beetz[3]) nach seinen früheren Versuchen bezweifelt.

Bei neueren Versuchen mit verschieden concentrirten Lösungen von schwefelsaurem Kali (concentrirte Lösung bis zu einem Gemisch derselben mit einem gleichen Volumen Wasser) und sehr verdünnter Schwefelsäure fand Elsässer das Verhältniss der Wasserstoffvolumina an der positiven und negativen Electrode fast genau wie 1:2 (1:1,95 bis 2,07). Bei Lösungen von chlorsaurem Kali

1) Pogg. Ann. CXXVII. p. 45.
2) Chem. Ber. IX. p. 1818.
3) Chem. Ber. X. p. 118.

(concentrirte Lösung bis zur Verdünnung mit dem doppelten Volumen Wasser) war das Verhältniss nahezu 2:7 (1:3,53 bis 3,73).

Ebenso war bei Anwendung concentrirter Lösung von schwefelsaurem oder chlorsaurem Kali und Strömen von verschiedener Intensität (Galvanometerausschlag resp. 1—47,5° oder 1—5°) das Verhältniss stets nahezu 1:2, resp. 2:7.

Bei saurer chromsaurer Kalilösung ist das Verhältniss meist 1:6.

Diese Versuche sind ein Beweis, dass bei diesen Electrolysen die Stromesdichtigkeit u. s. f. in ziemlich weiten Grenzen variiren kann, ohne dass die secundären Wirkungen sich wesentlich ändern (ähnlich wie auch bei der Electrolyse von Kalisalzen die Stromesdichtigkeit innerhalb weiter Grenzen geändert werden kann, ehe das sehr stark auf das Wasser wirkende Kaliummetall an Stelle des secundär gebildeten Kaliumhydroxyds erscheint).

G. W.

XXXI. *M. Coppola. Electrolytische Untersuchungen über einige Glucoside* (Gaz. chim. ital. VIII. p. 60—71. 1878.).

Eine eventuell mit etwas Schwefelsäure oder Kalilauge versetzte Lösung von Salicin in Wasser in zwei concentrischen Röhren electrolysirt, deren innere unten eine capillare Oeffnung hat, entwickelt an der negativen Electrode Wasserstoff. Zugleich zerfällt das Salicin in Traubenzucker und Saligenin, welches letztere durch den an der positiven Electrode abgeschiedenen, aber nicht frei entweichenden Sauerstoff zu salicyliger Säure, Salicylsäure, etwas Kohlenoxyd, Kohlensäure und Ulminproducten oxydirt wird. Zwischen Platinelectroden scheidet sich die Schwefelsäure der Lösung am positivem Pol ab, ebenso der Traubenzucker, die Derivate des Saligenins am negativen Pol. Bei Anwendung von Bleielectroden und einer alkalischen Lösung von Salicin schieden sich letztere namentlich am negativen Pol ab.

Eine wässerige Lösung von Amygdalin wird ähnlich zersetzt; es zerfällt, wie durch verdünnte Säuren und Fermente, in Traubenzucker, Bittermandelöl und Blausäure, welche durch den Sauerstoff theilweise oxydirt werden; auch Ammoniak bildet sich wahrscheinlich durch Umsetzung der Blausäure. Der Wasserstoff entweicht.

G. W.

XXXII. ***J. H. Gladstone und A. Tribe.*** ***Untersuchungen über die Einwirkung des Kupferzinkpaares auf alkalische Oxysalze*** (Chem. Ber. XI. p. 717—722. 1878.).

Die Versuche sind eine Fortsetzung der Beibl. II. p. 220 referirten. Salpeterlösung wurde in einem unten mit Asbest verstopften V Rohre durch einen Strom zwischen einem amalgamirten Zink- und Kupferstreifen als positiver und negativer Electrode durch den Strom einer Säule electrolysirt. Zinkoxyd als solches bildete sich dabei nicht (wie nach den früheren Versuchen von Hittorf zu erwarten). Ebenso wurde salpetersaures Ammon electrolysirt. Es traten die bekannten Reductionserscheinungen ein. Bei der Electrolyse von chlorsaurem Kali durch ein Zinkkupferpaar oder den Strom entstand kein Hypochlorit. (In dem V Rohre ist die Mischung der an den Electroden abgeschiedenen Jonen nicht ausgeschlossen; die Theorie der primären Processe ist bekannt (s. Beibl. II. p. 220); die secudären hängen von der Stromesdichtigkeit ab.)

G. W.

XXXIII. ***A. Gaiffe.*** ***Ueber ein neues Braunsteinelement*** (C. R. LXXXVI. p. 728. 1878.).

Ein poröser Kohlencylinder ist parallel seiner Axe von Löchern durchbohrt, welche mit Braunsteinkörnern gefüllt sind. Derselbe steht mit einem amalgamirten Zinkstab in einem Glase, welches mit Lösung von Zinkchlorür ($^1/_5$) gefüllt ist.

G. W.

XXXIV. ***R. Sabine.*** *Wirkung des Lichts auf ein galvanisches Selenelement* (Nature XVII. p. 512—513. 1878.).

Eine an einem Platindraht aufgehängte Platte von krystallinischem (bei 200°angelassenem) Selen wird in destillirtem Wasser einer Platinplatte gegenüber gehängt. Im Dunklen ist das Selen positiv gegen das Platin (die electromotorische Kraft ist etwa 0,1 Volt.); bei Bestrahlung mit Tageslicht wird die Selenplatte negativ, die electromotorische Kraft ist 0,05 Volt., die Aenderung 0,15 Volt., also grösser als die ursprüngliche electromotorische Kraft. Allmählich stellt sich dann Polarisation ein und das Selen wird positiv, aber schwächer als im Dunklen. Die geringste Aenderung der Bestrahlung bringt eine Aenderung der electromotorischen Kraft in dem oben erwähnten Sinne hervor. Ein aus zwei Selenplatten gebildetes Element gibt bei Bestrahlung der Platte analoge Resultate.

G. W.

XXXV. ***Fr. Exner.*** *Ueber die galvanische Polarisation des Platins im Wasser* (Wien. Anz. 1878. p. 46.).

Ströme von zu geringer electromotorischer Kraft, um eine dauernde Electrolyse des Wassers hervorzurufen, polarisiren die Electroden stets mit einer der primären gleichen electromotorischen Kraft. G. W.

XXXVI. ***G. Planté.*** *Ueber die Wirkungen der rheostatischen Maschine* (C. R. LXXXVI. p. 761—764. 1878.).

Bei Ladung einer rheostatischen Maschine (Beib. I. p. 688) von 10 Condensatoren durch eine 800 paarige secundäre Batterie bei 15 maliger Drehung des Commutators in der Secunde erhält man etwa 30 je 13—14 mm lange Funken in der Secunde. Bei langsamer Drehung sind die 4—5 cm langen Funken einer Maschine von 30—40 Condensatoren gezackt, bei schneller stellen sie einen geraden Lichtstreifen in der Richtung der positiven Spitze des Entladers dar, der sich bedeutend über die negative Spitze

erhebt und dann in Krümmungen hakenförmig zu ihr übergeht. Bei 1—2 mm grösserer Schlagweite zeigt die nun eintretende Büschelentladung eine ähnliche Umbiegung zur negativen Spitze auf etwa $^1/_5$ der Schlagweite von letzterer.

Die Funkenlänge scheint annähernd der Zahl der Condensatoren proportional zu sein. In Geissler'schen Röhren ist das Licht der Entladungen beständiger; dieselben durchbrechen Röhren, durch welche die Ströme eines Inductoriums nicht hindurchgehen. Eine blaue Lichthülle am negativen Pol ist nicht wahrzunehmen, ebensowenig Schichtung des auf der ganzen Länge der Röhre purpurgefärbten, sie ganz erfüllenden Lichtes (infolge alternirender Entladungen). Bei schwächeren Spannungen der eine rheostatische Maschine (z. B. von 50 Condensatoren mit sehr dünnem Glimmer) ladenden Electricitätsquelle, z. B. bei Anwendung von 30—40 secundären Elementen oder 50—60 Bunsen'schen Elementen, sowie directer Anwendung der secundären Batterie, treten dieselben sofort auf. — Sonst sind die Wirkungen der rheostatischen Maschine wesentlich die gleichen, wie die der Electrisirmaschine und des Inductoriums. G. W.

XXXVII. ***Alfred M. Mayer.*** ***Einige Versuche mit schwimmenden Magneten*** (Sill. J. (3) XV. p. 276—277. 1878.).

XXXVIII. ***W. Thomson.*** ***Schwimmende Magnete*** (Nature XVIII. p. 13—14. 1878.).

Nähnadeln werden magnetisirt, z. B. so, dass ihre Spitzen nordpolar sind, mit letzteren durch kleine flache Korke gesteckt, so dass ihre Oehre gerade aus der oberen Fläche des Korks hervorragen und so auf Wasser zum Schwimmen gebracht. Wird den Nadeln von oben der Nordpol eines stärkeren Magnets genähert, so ordnen sie sich infolge der Anziehung des letzteren auf ihre oberen Südpole und ihrer gegenseitigen Abstossung in regelmässige Lagen. Zu vieren stellen sie sich in die Ecken eines Quadrats

oder in die eines gleichseitigen Dreiecks, in dessen Mitte die vierte Nadel schwebt; zu fünfen stellen sie sich in die Ecken eines regulären Fünfecks oder eines Quadrats, in dessen Mitte die fünfte Nadel schwimmt; zu sechsen stellen sie sich an den Ecken und Mitten der Seiten eines gleichseitigen Dreiecks oder an den Ecken und in der Mitte eines regulären Fünfecks; zu sieben an den Ecken und in der Mitte eines regulären Sechsecks auf. Die ersteren dieser Stellungen sind meist labil und gehen bei Erschütterungen in die stabileren Lagen über.

Mittelst der Bewegungen solcher, theils in horizontaler, theils in verticaler Lage schwimmender Nadeln kann man magnetische Wirkungen, die Richtung der Magnetkraftlinien u. s. f. leicht erkennen.

W. Thomson macht darauf aufmerksam, dass die Versuche von Mayer auch ein Bild von den kinetischen Gleichgewichtszuständen von säulenförmigen Gruppen von Wirbeln geben, die sich in Kreisen um ihren gemeinsamen Schwerpunkt bewegen. Denkt man sich nämlich die einander parallelen, schwimmenden Magnete auf bestimmte Längen an ihren Enden gleichmässig mit freiem Magnetismus belegt und den Abstand des genäherten Magnetes von den oberen Enden der Nadeln gegen ihre wechselseitige Entfernung unendlich gross, so sind die Abstossungen der schwimmenden Magnete untereinander ihren Abständen umgekehrt, ihre Anziehung durch den centralen Magnet ihren Entfernungen von einem Punkt der centralen Axe direct proportional. Dasselbe Verhalten zeigen die Säulen von Molecularwirbeln, bei denen nur das Trägheitscentrum von gleichen am Ort der Wirbel aufgehäuften Massen an Stelle jenes centralen Punktes tritt. G. W.

XXXIX. ***Henri Becquerel.*** *Ueber die magnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes durch die Erde* (C. R. LXXXVI. p. 1075—77. 1878.).

Man bringt zwischen ein polarisirendes Jellet'sches Prisma und einen mit einem Fernrohr versehenen Analy-

sator eine 0,5 m lange, mit Schwefelkohlenstoff gefüllte, beiderseits mit planparallelen Glasplatten geschlossene Röhre. An ihren Enden befinden sich Spiegel, an denen der vom Polarisator kommende Strahl so reflectirt wird, dass er 5 mal die Länge der Röhre (2,5 m) durchläuft. Liegt die Röhre in der Richtung des magnetischen Meridians, so ist die Polarisationsebene, je nachdem man von Süd oder Nord in die Röhre blickt, um 6,5 Minuten verschieden gedreht, während sie bei einer auf ersterer Richtung senkrechten Lage der Röhre unverändert bleibt. Die Drehung entspricht der Richtung der erdmagnetischen Wirkung.

Schon bei Annäherung gewöhnlicher Magnete ändert sich die Drehung der Polarisationsebene.

Nach den Bestimmungen von Gordon[1]) würde in einer 2,5 m langen Röhre von Schwefelkohlenstoff für gelbes Licht die einfache electromagnetische Drehung durch den Erdmagnetismus 3,8 Min., statt nach den vorigen Versuchen 3,25 Min., betragen. G. W.

XL. ***Warren de la Rue und Hugo Müller.*** *Electrische Entladungen in Entladungsröhren* (C. R. LXXXVI. p. 1072—75. 1878.).

Mit der grossen Chlorsilberbatterie zeigen sich in den mit verdünnten Gasen gefüllten Entladungsröhren die schon von Gassiot beobachteten Erscheinungen. Beim Erwärmen einer mit Kohlensäure oder Wasserstoff gefüllten Röhre und Absorption der rückbleibenden Gase durch Kali oder Palladiumschwamm kann man ein Vacuum herstellen, durch welches der Strom von 11000 Elementen nicht mehr hindurchgeht.

Mit dem Widerstand von Drähten liess sich der Widerstand der Röhren nicht vergleichen. Dagegen wurde die Potentialdifferenz an verschiedenen Stellen der Röhre durch kleine Metallsonden bestimmt, welche durch die Wand der

---

1) Phil. Mag. (5) I. p. 73. 1876 und Phil. Trans. 1877 p. 1.

Röhre hindurchgingen, im Inneren in Spitzen und Ringen endeten und mit einem Thomson-Becker'schen Electrometer verbunden waren. Die Potentialdifferenz (der Widerstand) zwischen zwei Punkten nimmt bei einer Einschnürung der Röhre wesentlich zu und zwar hängt diese Zunahme mehr von ihrem Durchmesser, als ihrer Länge ab. In einer cylindrischen Röhre ist der Widerstand (die Potentialdifferenz) am grössten nahe der negativen, kleiner nahe der positiven Electrode, am kleinsten zwischen beiden, wo sie nahezu der Länge proportional wächst. — Wird dabei die Intensität des Stromes von 17—2300 durch Einschaltung von Widerständen geändert, so bleibt doch die Potentialdifferenz der Electroden absolut unveränderlich. Ferner bildet die Entladung in der verdünnten Luft keinen continuirlichen Strom, sondern besteht aus diruptiven Entladungen, bei denen die Gasmolecüle die Electricität mit sich führen. Wahrscheinlich geht der Anstoss von beiden Electroden aus, ist aber an der negativen continuirlicher. Bei abnehmendem Druck nimmt erst die zum Durchgang des Stromes erforderliche electromotorische Kraft ab und wächst dann wieder, bis endlich kein Strom mehr durchgeht. (Diese Resultate dürften im wesentlichen mit denen von G. Wiedemann und R. Rühlmann Pogg. Ann. Bd. CXLV und CLVIII übereinstimmen.) Alle Schichten gehen vom positiven Pol aus. Bei einem bestimmten Druck erhält man nur einen Lichtschein am positiven Pol, bei geringerem Druck entfernt sich derselbe davon und ist von mehreren anderen gefolgt. — Bei gleicher electromotorischer Kraft wächst bald die Zahl der Schichten mit der Stromintensität, bald nimmt sie ab. Kommt im ersteren Fall die Electricität von einem Condensator, so nähern sich mit abnehmender Spannung die Schichten nacheinander dem positiven Pol und verschwinden daselbst. — Bei veränderter Intensität ändert sich häufig die Farbe der Schichten. — Sind die Schichten und die Entladung unregelmässig, so können sie bei einer anderen Intensität klar und unbeweglich werden. Bei continuirlicher Aenderung der Intensität können so abwechselnd die Schichten

fixirt werden oder hin- und herschwanken. Sie hängen auch von dem Durchmesser der Röhren ab. — Die Wärmeentwickelung ist nahe den Schichten am grössten; in den dunklen Räumen zeigt sich ebenfalls an einzelnen Stellen eine starke Erwärmung. — Selbst bei ganz feststehenden Schichten hört man beim Einschalten eines Telephons regelmässige Schwankungen des Stromes, die aber nicht mit der Schichtung zusammenzuhängen brauchen (vgl. die Theorie hierzu Pogg. Ann. Bd. CLVIII. p. 284). Der Strom einer Säule durchfliesst nicht eine an einer Stelle durch eine Glaswand unterbrochene Röhre.

G. W.

XLI. **Berthelot.** ***Ueber die Bildung des Wasserstoffsuperoxyds, Ozons und der Ueberschwefelsäure bei der Electrolyse*** (C. R. LXXXVI. p. 74—76. 1878.).

XLII. — ***Ueber die Stabilität des Ozons*** (ibid, p. 76—77.).

XLIII. — ***Neue Beobachtungen über die chemischen Wirkungen des electrischen Effluviums und die Ueberschwefelsäure*** (ibid. p. 277—279.).

Schon frühere Beobachter (vgl. Wied. Galv. (2) I. § 356 u. flgde.) haben gefunden, dass die bei der Electrolyse gebildeten Mengen von Ozon und Wasserstoffsuperoxyd nicht gleiche Quantitäten disponiblen Sauerstoffs enthalten. Diese Beobachtung ist von Berthelot bestätigt; ebenso die Beobachtung von Rundspaden (l. c. § 359), dass der Verlust an Sauerstoff grösser ist, als der Bildung jener beiden Körper entspricht, wonach derselbe die Bildung einer neuen Sauerstoffverbindung vermuthete. Die so gebildete Substanz zersetzt sich viel schneller, als das Wasserstoffsuperoxyd, bildet keine Ueberchromsäure und fällt aus Kalkwasser kein Calciumsuperoxyd, wie dieses. Sie oxydirt auch nicht die arsenige Säure. Sie bildet sich nur bei der Electrolyse von schwefelsauren Lösungen, nicht bei der von Phosphorsäure, Kalilauge, Barytwasser. Diese Substanz dürfte mit der Ueberschwefelsäure identisch sein; indess bilden sich infolge der freiwilligen Zer-

setzung und der Contactwirkung des Platins, namentlich bei grösseren Electroden, stets nur sehr kleine Mengen, die höchstens 5 mg activen Sauerstoff enthalten; auch in sehr concentrirten, abgekühlten Lösungen, in denen auch etwas Wasserstoffsuperoxyd entsteht.

Ozon kann, mit ätherischem Aether geschüttelt, ozonisirten Aether geben, der dann mit Wasser Wasserstoffsuperoxyd bildet. Hierbei entstehen für 1 Aeq. H_2O_2 3,7 Wärmeeinheiten. Beim Schütteln des Wasserstoffsuperoxyds mit concentrirter Schwefelsäure, unter Vermeidung jeder Temperaturerhöhung, bildet sich Ueberschwefelsäure. Letztere entbindet bei gewöhnlicher Temperatur gewöhnlichen Sauerstoff, ohne eine endliche Dissociationsspannung; also dürfte hierbei Wärme entwickelt werden.

Die Annahme, dass die Atome des Ozons mit negativer Electricität geladen seien, wird nach Berthelot schon durch die gleiche Wirkung beider Electricitäten bei der Ozonbildung (Beibl. II. p. 168) beseitigt. Ebenso wird dagegen der folgende Versuch angeführt:

Zwei gleiche grosse Flaschen, die eine von Glas, die andere von Platin, welche zugleich Platinbleche enthält, werden mit trockenem Ozon gefüllt und erstere isolirt, letztere abgeleitet aufgestellt. Die Verluste an Ozon waren in gleichen Zeiten in beiden Flaschen fast die gleichen.

In eine Ozonröhre werden etwa 277 mg Schwefelsäureanhydrid in einer fast geschlossenen Glaskugel eingeführt. Die Röhre wird sodann mit reinem, trockenem Sauerstoff (etwa 60 cc) gefüllt und dasselbe während 8 Stunden ozonisirt. Darauf wird durch Erwärmen eine kleine Quantität des Anhydrids in die Röhre getrieben, der Sauerstoff wieder ozonisirt u. s. f., bis nach einigen Stunden alles Anhydrid verschwunden war. Es hatten sich schöne Krystallnadeln gebildet, die sich aber schnell zersetzen. Der Verlust an Sauerstoff zeigt, dass die Formel des gebildeten Ueberschwefelsäureanhydrids S_2O_7 ist.

Die Wirkung der electrischen Entladungen auf binäre Verbindungen ist meist eine doppelte, eine zersetzende und eine verbindende, SO_2 zerfällt in S und O_2 und zugleich verbindet sich SO_2 und O zu S_2O_7, H_2S gibt H und S und zugleich höhere Schwefelungsstufen des Wasserstoffs; CO gibt CO_2 und niedere Oxyde u. s. f. Aehnlich wirken zuweilen auch Temperaturerhöhungen. Die dabei stattfindenden Processe entsprechen entgegengesetzten Wärmeänderungen; die chemischen Reactionen erzeugen die grösstmögliche Wärmemenge, die electrischen, thermischen oder optischen Einwirkungen bewirken die entgegengesetzten Processe, meist unter Wärmebindung.

G. W.

XLIV. ***W. Thomson.*** *Electrodynamische Eigenschaften der Metalle. VI. Einfluss der Dehnung auf den Magnetismus* (Phil. Trans. CLXVI. part 2. p. 693—713. 1877.).

Ein 5 m langer, 0,7644 mm dicker Stahldraht war vertical aufgehängt und unten mit einer mit Gewichten zu belastenden Schale versehen. Ueber eine 28,7 cm lange Strecke desselben ist ein dünnes Kupferblech gelegt und ausserhalb mit 2 Lagen von 326 und 321 Windungen von Kupferdraht (2,502 g per Meter wiegend) umwunden, dessen Enden durch einen Commutator mit 3 Daniell'schen Elementen verbunden sind. Der Widerstand der Drahtwindungen ist 0,511, der der Batterie 0,18 Ohmad. Ueber die Spirale ist eine zweite 9,8 cm lange, ebenfalls in zwei Lagen zu 147 und 146 Windungen gewundene Spirale von 1,432 Ohmad Widerstand gelegt, welche mit einem Spiegelgalvanometer mit astatischem System von leichten Nadeln und objectiver Projection eines Flammenbildes auf eine Scala verbunden ist. Bei der Belastung, resp. Entlastung des Drahtes wurde der Ausschlag der Nadeln beobachtet. Es ergab sich, wie bei den Versuchen von Matteucci und Villari (Wied. Galv. (2) II. § 499), dass eine Belastung die temporäre Magnetisirung verminderte, das Aufheben derselben sie vermehrte, und umgekehrt für die permanente

Magnetisirung. Im letzteren Fall war die absolute Differenz der Magnetismen bei der Belastung und Entlastung stärker, als für den temporären Magnetismus. Der Stahldraht war hierbei nahezu zum Maximum magnetisirt; bei Umkehrung der Magnetisirungsrichtung zeigte sich kein wesentlicher Unterschied, so dass der Erdmagnetismus ohne bedeutenden Einfluss ist.

Wurde der magnetisirende Strom nur in einem Sinne wiederholt geschlossen oder nur geöffnet, so war die Wirkung entsprechend stärker, wenn der Draht belastet war, als unbelastet oder weniger belastet.

Wird der Draht darauf durch einen Gegenstrom umgekehrt magnetisirt, so ist im Gegentheil die Wirkung kleiner, wenn der Draht belastet ist, als umgekehrt; indess ist der Unterschied nicht so bedeutend als im vorigen Fall. Wird daher der magnetisirende Strom plötzlich umgekehrt, so ist die ganze magnetische Wirkung bei dem belasteten Draht kleiner, als bei dem schwächer belasteten.

Eisendrähte geben ähnliche Resultate auch nur bei Belastung und Entlastung ohne herumgeleiteten Strom, nur infolge ihrer etwa 300 mal schwächeren Magnetisirung durch die Erde.

G. W.

XLV. ***Hughes.*** *Ueber die Wirkung von Schallwellen auf die Intensität eines galvanischen Stromes* (Chem. News. XXXVII. p. 197—199. 1878. 17. Mai.).

XLVI. ***C. William Siemens, G. M. Seabroke*** *und* ***F. J. M. Page.*** *Das Mikrophon* (Nature XVIII. p. 129—130. 1878. 30. Mai.).

Leitet man den Strom eines Daniell'schen Elementes durch die Magnetisirungsspirale eines Telephons und unterbricht die Leitung an einer Stelle, an der man die Leitungsdrähte nur lose übereinander legt, so ertönt das Telephon, wenn man gegen die Contactstelle spricht. Ist die Leitung nicht unterbrochen und nur an einer Stelle derselben ein gespannter Draht eingeschaltet, so hört man bei Erregung von Transversalschwingungen desselben im Telephon nichts; es reagirt erst, wenn der Draht zerrissen wird.

Bringt man in die Unterbrechungsstelle feines Metallpulver z. B. aus einer Legirung von Zink oder Zinn, oder fein vertheiltes Platin oder Quecksilber, auch blanke Schrotkörner, oder auch Weidenkohle, die weissglühend in Quecksilber getaucht wird und sich so mit unzähligen kleinen Quecksilberkügelchen beladet, selbst nur ein Körnchen, oder in die Dämpfe von Zink, Zinn u. s. f. niedergeschlagen sind, so erkennt man beim Sprechen gegen die Contactstelle im Telephon sogar die Klangfarbe wieder.

Nach diesen Erfahrungen construirt Hughes das Mikrophon, welches schwache Töne fortführen, resp. verstärken soll. Eine Gaskohle von 1 Zoll Länge, in der Mitte $^1/_2$ Zoll breit und $^1/_8$ Zoll dick, ist am unteren Ende zugespitzt und ruht so mit losem Contact auf einem kleinen Stück Gaskohle. Oben geht es durch ein Loch in einem anderen Stück Gaskohle leicht hindurch. Alle Kohlen sind mit Quecksilber imprägnirt. Dieser Apparat ist in den Schliessungskreis einer Kette mit einem Telephon eingefügt. Der Fall einer Stecknadel auf den Tisch, das Laufen einer Fliege unter einer Glasglocke, der Pulsschlag, das Ticken einer Uhr können so deutlich in weiter Entfernung gehört werden. Auch eine 2 Zoll lange, $^1/_2$ Zoll weite Glasröhre, in deren Enden zwei Electroden befestigt sind, zwischen denen sich vier einander lose berührende, je $^1/_4$ Zoll lange Stücke von Weidenkohle befinden, kann als Mikrophon dienen. Der Grund dieser Erscheinungen liegt sicherlich in der Veränderung der Innigkeit des Contactes an den Berührungsstellen durch die Schallschwingungen, wodurch entsprechende Schwankungen der Stromintensität eintreten.

Page verbindet ein Mikrophon aus drei Gaskohlenstücken mit der inducirenden Spirale eines du Bois'schen Schlittenapparatns und einem Daniell'schen Element zu einem Stromkreis. Ein in den secundären Kreis eingeschaltetes Lippmann'sches Electrometer zeigt dann beim Ansprechen oder Ansingen des Mikrophons deutliche Schwankungen, analog wie bei Anwendung des Telephons.

G. W.

Literatur-Uebersicht.

Monatsberichte der Berliner Akademie. 1878. Februar.

Websky. *Ueber die Lichtreflexe schmaler Krystallflächen, p. 132—144.*

Wiener Anzeiger. 1878. Nr. 10—12.

C. Puschl. *Grundzüge der aktinischen Wärmetheorie, p. 76—78.*
F. Exner. *Ueber die Electrolyse des Wassers, p. 95—96.*
Fr. Wächter. *Ueber das relative Volumen der Atome, p. 96—98.*
Fr. Schöttner. *Ueber die innere Reibung des Glycerins, p. 99.*
A. Rollet. *Ueber die Farben, welche in den Newton'schen Ringsystemen aufeinanderfolgen, p. 105—106.*

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akademie.

V. von Lang. *Grösse und Lage der Elasticitätsaxen beim Gypse (Bd. LXXVI. 6. Dec. 1877), p. 1—19.*

Chemische Berichte. 1878. Bd. XI. Heft 9.

H. Schröder. *Das Sterengesetz (erscheint in d. Annalen), p. 1109—11.*
— *Beiträge zum Sterengesetz (erscheint in den Annalen), p. 1111—16.*

Liebig Annalen der Chemie. 1878. Bd. CXCII. Heft 1 u. 2.

O. Hesse. *Ueber das optische Drehungsvermögen flüssiger und gelöster Substanzen, p. 161—169.*
— *Ueber Glykose, p. 169—173.*
— *Ueber Phlorose, p. 173—175.*
— *Ueber Phytosterin und Cholesterin, p. 175—179.*
— *Ueber Euphorbon, p. 193—195.*

Schlömilch, Zeitschr. für Math. u. Phys. 1878. Bd. XXIII. Heft 3.

L. Mathiessen. *Eine neue Messungsmethode optisch ein- und zweiaxiger Krystalle, p. 187—191.*

Dingler Journal. 1878. Bd. CCXXVIII. Heft 1—3.

Konn, Bouliguine und **Fontaine.** *Electrische Lampen, p. 118—120.*
F. Lossen. *Anwendung des Sauerstoff-Schwefelkohlenstoff-Lichtes in der Photographie (nach Phot. Arch. 1878, p. 70), p. 281—285.*

Comptes rendus. 1878. T. LXXXVI. Nr. 19—20.

Ad. Wurtz. *Recherches sur la loi d'Avogadro, p. 1170—75.*
Mascart. *Sur la réfraction des corps organiques considérés à l'état gaseux, p. 1182—85.*
Izarn. *Sur le téléphone, p. 1192—93.*
E. Reynier. *Sur une nouvelle lampe à incandescene, fonctionnant à l'air libre, p. 1193—94.*

F. L. Phipson. *Sur une production de chaleur par action chimique, p. 1196—97.*

Berthelot. *Sur le rôle des acides auxillaires dans l'éthérification. Expériences chimiques, p. 1227—32.*

Ph. du Moncel. *Sur le transmetteur téléphonique de M. Hughes, p. 1238—39.*

Gruey. *Théorèmes sur les accélérations simultanées des points d'un corps solide en mouvement, p. 1241—44.*

E. Guyon. *Sur la théorie complète de la stabilité de l'équilibre des corps flottants, p. 1246—48.*

Laguerre. *Sur l'attraction qu'exerce un ellipsoide homogène sur un point extérieur, p. 1257—59.*

J. Boussinesq. *Équilibre d'élasticité d'un sol isotrope sans pesanteur, supportant différents points, p. 1260—63.*

Gaiffe. *Sur une machine d'induction, p. 1263.*

P. Schützenberger. *Sur une modification allotropique du cuivre, p. 1265—67.*

Les Mondes (2) 1878. T. XLVI. Nr. 3—4.

L. Maiche. *Perfectionnements au téléphone, p. 94—95.*

Ph. Guidi. *Sur quelques phénomènes dépendant de la théorie du magnétisme. Expériences et déductions, p. 147.*

Bull. de l'Acad. Roy. de Belgique. (2) 1878. T. XLV. Mars.

Navez, *père et fils. Nouveau système de téléphonie, p. 2230.*

Philosophical Magazine (5) 1878. Vol. V. Juni.

R. Sabine. *Some electrical experiments with crystalline Selenium, p. 401—415.*

F. Guthrie. *On the influence of temperature on the passage of air through capillary tubes, p. 433—439.*

Challis. *Theoretical explications of the actions of the radiometer, the otheoscope and the telephone, p. 452—457.*

G. J. Stoney. *On some remarkable instances of Crookes Layers or compressed strata of polarized gaz at ordinary atmospheric tensions, p. 457—463.*

Nature. 1878. Vol. XVIII. 14. bis 30. Mai.

M. R. Alder Wright. *Physical properties of metals, p. 69—72.*

S. Tolver Preston. *On the avail ability of heat of normal temperature, p. 92—93.*

Ch. R. Cross. *Helmholtz's vowel theory and the phonograph p. 93—94.*

A. Chidde. *The telephone, p. 94.*

F. E. Nipher. *Lecture experiment, p. 94—95.*

P. Frazer. *Examination of the phonograph record under the microscope, p. 101—102.*

The phonograph and its future, p. 116—117.

C. W. Siemens, L. M. Seabroke *and* **F. J. M. Page.** *The Microphone, p. 129—130.*

Sitzung der Roy. Soc. 2. Mai. G. D. Liveing and J. Dewar. On the reversal of the lines of metallic vapours, p. 109—110. — 16. Mai: Warren de la Rue and H. W. Müller. Experimental researches on the electric discharge with the chloride of silver battery. Part II. The discharge in exhausted tubes, p. 135. — 23. u. 25. Mai: Nichts.

Chemical News. 1878. Vol. XXXVII. Nr. 964—966.

Hughes. *On the action of sonorous vibrations in varying the force of an electric current, p. 297—299.*

W. A. Tilden. *Hofmann's method for the determination of vapour-densities, p. 219.*

Sitzung der Chem. Soc. 16. Mai 1878: T. Carnelly and W. C. Williams. On the determination of high temperatures, p. 212. — T. Carnelly. On high melting points Part II, p. 212.

Sitzung der Phys. Soc. 11. Mai 1878: W. Thomson. Researches on the influence of stress on magnetization, p. 212—213. — 25. Mai: D. J. Blaikley. Brass wind instruments as resonators. — Guthrie. Salt solutions and attached water, p. 222. — W. Thomson. Effect of torsion on the electric conductivity of a tube of brass, p. 222—223.

Silliman Journal (3). 1878. XV. Mai.

H. A. Rowland. *Research on the absolute unit of electrical resistance, p. 325—336.*

Nm. Le Roy Broun. *Experiment for illustrating the terrestrial electrical currents, p. 385.*

N. Z. Bennett. *Boiling point of jodide of antimony, p. 391—394.*

A. A. Michelson. *Method of measuring the velocity of light, p. 394.*

Journal of the American electrical soc. 1878. Vol. II. Nr. 3.

F. L. Pope. *Electroharmonic telegraphy. p. 1—26.*

H. Wilson. *On neutralizing the effects of induction between telegraph lines, p. 27—37.*

A. E. Dolbear. *The relations of machines to forces, p. 63—65.*

Elisha Gray. *On some phenomena attending the transmission of vibratory currents of electricity, p. 69—81.*

Journal der russischen phys. Gesellschaft. 1878. X. Heft 4.

Protokoll vom 2./14. März 1878, p. 55—58.

N. Slouginoff. *Sur la polarisation galvanique de quelques métaux, p. 59—70.*

O. Chwolson. *Sur l'induction magnétique de deux sphères, p. 71—84.*

Separatabzüge.

W. Weber. *Electrodynamische Massbestimmungen, insbesondere über die Energie der Wechselwirkung (Abhdl. d. köngl. S. Gesellsch. d. Wiss. XI.), p. 643—696.*

G. Rubbini. *Osservazioni sulla teoria dinamica dei gas (aus La Scienza Italiana), p. 1—30.*

— *La termodinamica e la teoria che il calore non sia che puro movimento della materia (aus La Scienza Italiana), p. 1—12.*

— *Galileo Galilei e la variabilità dei volumi reali dei corpi (aus La Scienza Italiana), p. 1—14.*

E. Edlund. *Recherches sur l'induction unipolaire, l'électricité atmosphérique et l'aurore boréale (Vetensk Handl. Stockholm XVI. Nr. 1. 1878), p. 1—36.*

Fr. Rossetti. *Indagini sperimentali sulla temperatura del Sole (Atti del R. Acc. de Lincei (3) II. 1877—78), p. 1—36.*

A. Terquem. *Mémoire sur la stabilité de l'équilibre des corps flottants (Ann. de la soc. scient. de Bruxelles II. 1878), p. 1—34.*

J. G. Butcher. *On viscous fluids in motion (Proc. Lond. Math. Soc. VIII. Nr. 110—112), p. 1—33.*

— *On the quaternion forms of some general propositions in fluid motion (ibid. Nr. 114—115), p. 1—10.*

J. Willard Gibbs. *Graphical methods in thermodynamics of fluids (Transact. Connecticut Acad. II. part 2), p. 309—324.*

— *A method of geometrical representation of the thermodynamic properties of substances by means of surfaces (ibid.), p. 382—464.*

— *On the equilibrium of heterogenous substances (ibid. III. part 1), p. 108—248.*

R. Panebianco. *Note cristallografiche e chimiche (Atti d. R. Acc. d. Linc. (3) II. 1878), p. 1—6.*

J. L. Hoorweg. *Over de telephon (Maandblad voor Natuurwet. VIII.), p. 90—97. 105—112.*

Eingegangene Bücher.

P. E. Harder. *Die Theorie der Bewegung des Wassers in Flüssen und Canälen mit vergleichender Anwendung. Mit 2 Figurentafeln (Bamberg, O. Meissner), p. 1—151.*

R. H. Hofmeister. *Leitfaden der Physik (Zürich, Orell Fuisli u. Co. 1878), p. 1—199.*

K. Koppe. *Die Messung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft mit besonderer Berücksichtigung des neuen Procenthygrometers mit Justirvorrichtung (Zürich, Fr. Schulthess, 1878), p. 1—96.*

1878. BEIBLÄTTER № 7.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. *Das Radiometer und seine Bedeutung* (Nature XVI. p. 544—546. XVII. p. 5—9. 26—27. 43—44. 61—62. 79—81. 121—122. 142—143. 181. 220. 261—262.).

Infolge eines gegen Crookes gerichteten, „The Radiometer and its Lessons“ betitelten Artikels von William B. Carpenter in der Zeitschrift „Nineteenth Century“ sprach sich G. Carey Foster auf der British Association in Plymouth zu Gunsten von Crookes aus. Daraufhin sind in der „Nature“ unter der gleichen Ueberschrift eine Reihe von „Briefen“ erschienen, welche zum Theil auf die Radiometertheorie Bezug haben. Nach denselben stehen die Ansichten von G. C. Foster und G. Johnstone Stoney denen von Osborne Reynolds und Arthur Schuster gegenüber.

G. Carey Foster (Nat. XVII. p. 5—9. 81. 142—143): Das Gesetz, dass die Grösse der Wärmemittheilung an ein Gas von der Dichtigkeit unabhängig ist, lasse sich nur anwenden, wenn der vom Gas eingenommene Raum so gross, oder die Dichtigkeitsänderungen so klein sind, dass die Temperatur der die Wärme empfangenden resp. abgebenden Gastheile nicht alterirt werde. Das sei aber im Radiometer nicht der Fall.

Im Radiometer müsse die Wärmemittheilung, folglich auch die wirksame Kraft, mit der Verdünnung zunehmen. Bezeichnet die (horizontale) Strecke AB die Dicke der Gasschicht zwischen zwei parallelen festen Flächen, deren Temperaturen durch die (verticalen) Strecken AC und BD ($AC > BD$) dargestellt werden, so könne man sich für den Wärmefluss durch das Gas an jeder festen Fläche eine

Gasschicht (*ACca*, resp. *bdDB*, wobei *ac* ∥ und $= AC$, *bd* ∥ und $= BD$) von durchweg gleicher und durch den anstossenden Körper bestimmter Temperatur denken, von einer Dicke (*Aa*, resp. *bB*), welche der mittleren Weglänge der Molecüle λ gleich oder wenigstens proportional ist. Um die Summe dieser Dicken müsse *AB* verringert werden, wenn man die Dicke (*ab*) der Gasschicht haben will, deren Leitungsfähigkeit bei Bestimmung der Grösse der Wärmeübertragung in Betracht kommt. Die Temperaturvertheilung in der ganzen Gasschicht werde durch die Ordinaten der gebrochenen Linie *CcdD* angegeben. Bei Verdünnung des Gases wachse λ, also auch die Dicke jeder Schicht von gleichförmiger Temperatur, wodurch die Dicke der wirklich leitenden Schicht abnimmt. Die Stärke der Wärmeströmung stehe mit der Neigung der Linie *cd* gegen *AB* und mit der Leitungsfähigkeit des Gases in Verbindung. Da aber die letztere Grösse mit der Dichtigkeit nicht variirt, so sei das Resultat nur der ersteren proportional. Danach nehme die durch eine Gasschicht übertragene Wärmemenge mit der Verdünnung zu, sobald die zufolge der Verdünnung vergrösserte Weglänge einen merklichen Theil der Dicke der Gasschicht beträgt, während sie keine solche merkliche Wirkung haben werde, wenn die Gasschicht sehr dick oder die Verdünnung selbst sehr gering ist. Die hierbei gemachten Voraussetzungen seien (ausser den Grundlagen der Krönig-Clausius'schen Gastheorie): dass alle Molecüle, deren Geschwindigkeit normal zur festen Oberfläche ist, und welche innerhalb einer anliegenden Schicht gelegen sind, deren Dicke die mittlere Weglänge nicht überschreitet, die Oberfläche treffen, während das mit den ausserhalb dieser Schicht gelegenen nicht der Fall ist; dass die auf die Oberfläche auftreffenden Theilchen von derselben mit einer der Oberflächentemperatur entsprechenden Durchschnittsgeschwindigkeit zurückgehen, und dass sie diese Geschwindigkeit behalten, bis sie an die entferntere Seite der erwähnten Schicht kommen.

Man könne sich den extremen Fall denken, dass die moleculare Bewegung in einer sehr dünnen Gasschicht

(einer „Crookes'chen Schicht", nach Stoney) zwischen parallelen, und auf verschiedenen Temperaturen erhaltenen festen Flächen ausschliesslich in der zu diesen Flächen normalen Richtung stattfinde. Dann werden sich die Theilchen von der einen Seite der Gasschicht zur anderen jedesmal mit gleichförmiger Geschwindigkeit bewegen, obschon die Geschwindigkeit auf der einen Seite grösser sein werde, als auf der anderen. Die Wärme werde diesenfalls also durch eine Gasschicht von durchaus gleicher Temperatur übergeführt. Der gewöhnliche Gaszustand, wo die durchschnittliche Geschwindigkeit der Molecüle von der Richtung unabhängig ist, stelle das andere Extrem dar. Die „allgemein angenommenen Gesetze" seien unter Voraussetzungen abgeleitet, welche die von Stoney untersuchten Zustände nicht berücksichtigen.

Osborne Reynolds (Nature XVII. p. 27. 61—62: 121—122. 220). Wenn die Zunahme der Verdünnung die Kraft vergrösserte, so müsste nach früher gegebenem Nachweis die Menge der mitgetheilten Wärme zunehmen; nach dem Maxwell'schen Gesetze sei die Menge der mitgetheilten Wärme aber unabhängig von der Dichtigkeit des Gases. Daraus folge, dass die durch die Verdünnung verursachte Zunahme der mittleren Weglänge die Wirkung nicht begünstigen könne, welche nahezu constant bleibe, bis das Gas so dünn wird, dass das Diffusionsgesetz nicht mehr giltig ist, wonach die Wärmemittheilung und daher die fragliche Wirkung ab-, aber niemals zunimmt. Die Wirkung sei also unabhängig von einer Relation zwischen der mittleren Weglänge und der Entfernung der heissen Fläche von der kalten. Dass im Radiometer nur bei sehr verdünntem Gas durch Bestrahlung Bewegung entsteht, erkläre sich durch sogen. Convectionsströme, welche von dem Gewicht und der Dichtigkeit des Gases abhängen. Das Gas an der warmen Fläche steige auf und werde durch das seitliche Gas ersetzt, das bei seiner Bewegung die Oberfläche mit sich führe. Bei gleicher Temperaturdifferenz und Umgebung sei die Geschwindigkeit dieser Convectionsströme für jede Gasdichtigkeit die nämliche, und

daher sei die von ihnen auf die Fläche ausgeübte Kraft der Dichtigkeit des Gases proportional. Der Richtung nach sei diese Kraft derjenigen entgegengesetzt, welche aus der Wärmemittheilung an das Gas entsteht und deshalb nehme sie mit der Dichtigkeit ab, für welche beide Kräfte sich das Gleichgewicht halten und unterhalb welcher die constante Kraft vorherrscht, während oberhalb dieses Punktes die Convectionsströme die Fläche mit sich tragen.

Das Diffusionsgesetz bleibe nur gültig, so lange das Gas nicht durch Convectionsströme gestört werde. Solche jedenfalls existirende Ströme vergrössern die Menge der dem Gas mitgetheilten Wärme, d. h. die heisse Fläche sei einem die Abkühlung vergrössernden Winde ausgesetzt. Da nun die Geschwindigkeit des Windes mit der Verdünnung nicht zunimmt, und da die abkühlende Wirkung eines Windes von gewisser Geschwindigkeit mit der Luftdichtigkeit wächst, so werde die Luftbewegung die von der Wärmemittheilung herrührende Kraft bei zunehmender Verdünnung weniger und weniger begünstigen.

Für die Foster'schen Schichten von gleichförmiger Temperatur gebe es keinen experimentellen Beweis, und nach der kinetischen Theorie seien dieselben unmöglich. Wären solche Schichten vorhanden, so könnte keine Wärme übergeführt werden. Wo immer sich Wärme in oder durch ein Gas stetig ausbreitet, so sei das durch eine Fläche übergeführte Moment in der Ausbreitungsrichtung der Wärme grösser, als das in der entgegengesetzten Richtung übergeführte, und zwar um eine der diffundirenden Wärmemenge proportionale Grösse, noch dividirt durch die Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur des Gases.

Die Unmöglichkeit des Zustandes einer „Crookes'schen Schicht“ werde durch die Annahme, „dass das Gas ein vollkommener Nichtleiter für Wärme sei“, nicht beseitigt.

Die Polarisation eines Gases, welches Wärme durch den Ueberschuss der längs einer idealen Fläche in der einen und der anderen Richtung übergeführten Momente leitet, sei unabhängig von der Grösse der mittleren Weglänge und bilde einen wesentlichen Theil seiner (Reynolds')

Erklärung. Darum handle es sich nicht, dass der Druck einer Crookes'schen Schicht in zwei zu einander normalen Richtungen verschieden ist. Von einer solchen Druckdifferenz hängen die Crookes'schen Phänomene nicht ab; dieselbe sei vielmehr in ihrer Richtung mit ihnen unvereinbar. Jeder frei bewegliche Körper (Flügel) bewege sich in einem verdünnten Medium „ohne Ausnahme" nach seiner kälteren Seite hin. Daraus folge, dass zwei frei bewegliche Körper von verschiedener Temperatur (der Heizer und der Kühler) in einem hinreichend verdünnten Medium von mittlerer Temperatur hintereinander herlaufen müssen. Und das Experiment bestätige dies. Wäre aber der Druck in der die Körper trennenden Gasschicht nach der Verbindungslinie der Körper grösser, als in der dazu normalen Richtung, so würde eine solche Druckdifferenz die Trennung der Körper veranlassen, also mit der experimentell gefundenen von entgegengesetzter Richtung sein. Die Kraft wirke, wie das Experiment ergebe, unabhängig zwischen jedem Körper und dem umgebenden Gas, und zwar so, dass der Druck immer an der heissesten Seite am grössten ist. Die auf den Körper wirkende Kraft wirke auf das Gas zurück und veranlasse dasselbe zur Bewegurg in entgegengesetzter Richtung. Der so verursachte Wind suche alle entgegenstehenden Hindernisse mit sich zu führen. Daher werde im obigen Falle die dem Körper, von welchem die Luftbewegung ausgeht, gegenüberstehende Fläche einigermassen afficirt werden. Diese Fläche bilde aber nur ein Hinderniss, während die Wirkung des Windes durch den ganzen Raum vertheilt sei (vgl. Schuster's Versuch).

In Bezug auf den Einfluss, den die heissen, von der Fläche zurückprallenden Molecüle auf die Menge der herankommenden kalten haben dürfte, sei er (Reynolds) jetzt zu einem Resultate gelangt, welches das Anomale in den schon bekannten Erscheinungen beseitige und auf bisher nicht erwartete, aber durch das Experiment noch zu bestätigende Erscheinungen hinweise.

Arthur Schuster (Nature XVII. p. 143): Der

Einwand, dass eine Vergrösserung des Drucks auf der kalten Flügelseite eines Radiometers die an der geschwärzten Seite wirkende Kraft aufhebe, wenn die Dimensionen des Gefässes im Vergleich mit der mittleren Weglänge eines Molecüls gross sind, scheine hinfällig. Das ganze Problem sei ein Problem der Wärmeleitung. Die an Schalen, geneigten Flächen, u. s. f. ausgeführten Versuche lassen sich ebenso leicht erklären, wie die Thatsache, dass der nämliche electrische Strom in einem kürzeren Drahte stärker wirke, als in einem längeren. Was innerhalb sehr kleiner Entfernungen von der heissen Fläche vorgeht, lasse sich schwer angeben; aber die von Foster angenommene Erscheinung müsse den Wärmedurchgang ebenso afficiren, wie die an den Flügeln wirksame Kraft. Da nach Kundt und Warburg die Wärmeleitung bei starker Verdünnung abnimmt, so sei nicht einzusehen, wie diesenfalls eine Zunahme der Kraft stattfinden könne.

Die von Stoney citirten Versuche von de la Provostaye und Desains seien mit zwei Ausnahmen (Kohlensäure und Stickstoffoxyd) in vollkommener Uebereinstimmung mit bestehenden Theorien. Zu jener Zeit sei kein Unterschied gemacht worden zwischen Convection und wirklicher Leitung. Stoney sei deshalb genöthigt, um den von der wirklicken Leitung herrührenden Wärmeverlust zu bestimmen, den von Convectionsströmen herrührenden Effect abzuziehen. Alle seine Schlüsse stehen und fallen mit der Curve, welche den von dieser Ursache herrührenden Wärmeverlust darstellt.

Die Berechnung von S. T. Preston (Phil. Mag. Aug. 1877) zeige, dass eine Radiometertheorie, welche die Wirkung von dem relativ grossen Verhältniss der mittleren freien Weglänge zu den Gefäss-Dimensionen abhängig macht, nothwendig falsch sein muss.

G. Johnstone Stoney (Nature XVII. p. 79—81. 181. 261—262): Seine Theorie gründe sich auf Molecular-Bewegungen, welche im Gase vor sich gehen, ohne dass irgend welche Molar-Bewegungen veranlasst werden, und sei unabhängig von Convectionsströmen.

Der Crookes'sche Versuch unter 19) in Beibl. I. p. 165 und die Versuche von Moss und Stoney (Beibl. I. p. 318 —323) zeigen, dass die Radiometerkraft bei Annäherung von Heizer und Kühler wächst. Ein Convectionsstrom würde aber in gleichem Falle eine Abnahme der Kraft hervorrufen. Ausserdem beweisen die Versuche von Moss und Stoney, dass die Kraft durch Aenderung resp. Unterdrückung des Convectionsstromes nicht merklich afficirt wird. Auch lassen sich die grossen Geschwindigkeiten mancher Radiometer nicht durch Convectionsströme erklären.

Die gewöhnlichen Gesetze der Wärmefortpflanzung durch ein Gas seien auf zusammengedrückte Crookes'sche Schichten nicht anwendbar. Bei diesen vergrössere sich zufolge Wärmezufluss nicht blos die mittlere Geschwindigkeit der Molecüle, sondern auch die Ungleichheit der Geschwindigkeiten nach verschiedenen Richtungen.

Die Radiometerkraft sei nicht blos eine Function von der Menge der mitgetheilten Wärme, sondern auch von der Temperatur des Gases, den Temperaturen des Heizers und Kühlers und der Wärmemenge, welche bis zum Kühler dringt.

Der Druck in einer Crookes'schen Schicht sei nach zwei zu einander normalen Richtungen verschieden. Ist v die Componente der Momente der die Quadrateinheit des Heizers in der Zeiteinheit treffenden Molecüle nach der zum Heizer normalen Richtung, und u die entsprechende Componente beim Weggange der Molecüle vom Heizer, so sei $u + v$ der Druck am Heizer. Könnten nun u und v aus unpolarisirten Bewegungen im Gase entspringen, so würde das parallel zum Heizer zerlegte Moment von links nach rechts $\frac{1}{2}u + \frac{1}{2}v$, und das von rechts nach links ebenso gross sein. Durch Addition finde man $u+v$ als den zum Heizer parallelen Gasdruck. Da dieser dem normalen Drucke gleich sei, so würde unter solchen Umständen keine Crookes'sche Kraft vorhanden sein. Die parallel zum Heizer zerlegten Momente werden nur dann von $\frac{1}{2}u$ und $\frac{1}{2}v$ verschieden, wenn man die Polarisation des Gases annehme.

Das Clausius'sche Wärmeleitungsgesetz gelte nur innerhalb gewisser Grenzen. So dürfe die mittlere Weglänge durch Zunahme der Verdünnung nicht so gross werden, dass man ihre höheren Potenzen nicht mehr vernachlässigen könne. Gerade in diesem extremen Falle scheine aber der Crookes'sche Druck zu beginnen, nämlich dann, wenn das Quadrat des mit einer Function der Temperaturen von Heizer und Kühler multiplicirten Verhältnisses der mittleren Weglänge zum Zwischenraum zwischen Heizer und Kühler in Clausius' Gleichung von merklicher Grösse wird. Das lasse sich experimentell bestätigen durch Nahebringen von Heizer und Kühler (sphäroidale Tropfen), oder durch möglichste Verdünnung des Gases und damit zusammenhängende Vergrösserung der freien Bahnen der Molecüle (Radiometer).

Dass die auf die Scheibe wirkende Kraft mit zunehmender Verdünnung des Gases auch zunimmt, sei noch durch besondere Versuche nachgewiesen worden, welche Moss mit dem in Beibl. I. p. 319—321 beschriebenen Apparate unter möglichstem Ausschluss von Convectionswirkungen ausgeführt habe.

Schuster's Bemerkungen (Nature XVII. p. 143) haben ihn (Stoney) überzeugt, dass er bisher in seiner Schätzung der relativen Wirksamkeit von „penetration" und „conduction" als Agentien für Wärmeübertragung geirrt habe. „Penetration" sei vielmehr im Vergleich mit „conduction" gewöhnlich schwach und in den die Versuche von de la Provostaye und Desains darstellenden Figuren an den steil abwärts gehenden Curventheilen zu suchen. Der zweite (angewandte) Theil seiner Arbeit über „penetration" sei demgemäss zu modificiren, resp. zu corrigiren. Dadurch würden aber die Theile der Theorie nicht geändert, welche von der Thatsache abhängen, dass im Gas eine sich bis zu beschränkter Entfernung vom Heizer oder Kühler erstreckende Schicht vorhanden ist, durch welche sich die Effecte der Discontinuität in den gasigen Bewegungen an der Oberfläche erkennen lassen, und dass die Drucke und die Wärmemittheilung innerhalb dieser Schicht speciellen Gesetzen folgen.

Das von **Reynolds** angenommene Gesetz, dass die (Crookes'sche) Kraft die Flügel (Körper) nach der Richtung ihrer kälteren Flächen zu treiben sucht, scheine nicht richtig zu sein. Denn wenn z. B. ein sphäroidaler Tropfen von einer glühenden Platinschale getragen werde, so wirke die dem Gewicht des Tropfens gleiche Crookes'sche Kraft abwärts, also nach der Richtung der heissesten Fläche. Bei Bestimmung der Bewegung zweier frei beweglicher, verschieden warmer Körper in einem verdünnten Medium habe Reynolds übersehen, dass die Hülle für den warmen Körper als Kühler, für den kalten als Heizer wirkt.

Eine formelle Definition von Polarisation werde er (Stoney) in einem demnächst zu veröffentlichenden Artikel geben, der zugleich einen kurzen und klaren Bericht der ganzen Theorie enthalten werde. Nach Reynolds komme unpolarisirtes Gas von bestimmter Temperatur nach der erwärmten Scheibe und verlasse unpolarisirtes Gas von anderer Temperatur dieselbe, d. h. es kommen Molecüle nach der Vorderseite des Heizers in gleicher Anzahl und mit gleichen Geschwindigkeiten aus allen Richtungen und weichen mit vergrösserten Geschwindigkeiten in gleicher Weise nach allen Richtungen zurück. Unter solchen Umständen könne nur während der kurzen Periode der Anordnung ein Unterschied in den Drucken an der Vorder- und Rückseite vorhanden sein. Crookes' Kraft entstehe aber dadurch, dass die nach dem Heizer oder Kühler kommenden Molecüle in der Form eines in bestimmter Richtung vorherrschenden Regens auftreffen, einer Richtung, welche bei Parallelismus von Heizer und Kühler zu beiden normal ist.

Gt.

II. ***J. Puluj.*** *Ein Radiometer* (Separatabz. a. d. Abhdl. d. Wiener Akad. LXXVI. p. 1—5.).

Der Verfasser kommt bei Discussion der Versuche mit seinem Radiometer (vgl. Beibl. I. p. 599) zu dem Schluss, dass die im Radiometer wirkenden Kräfte innere Kräfte

sind, dass zwischen den Flügeln und der Mantelfläche Action und Reaction stattfindet, und dass bei Bestrahlung eine Uebertragung des Ueberschusses an kinetischer Energie von den der Qualität und Form nach ungleichartigen Theilen des Apparates zu den gleichartigen mittelst gasiger Materie geschieht. Ob dieser Ueberschuss an kinetischer Energie nur in der Vergrösserung der Moleculargeschwindigkeit einer schon vorhandenen gasigen Materie an den bestrahlten Theilen des Apparates, oder, bei gleichbleibender Moleculargeschwindigkeit, in der Vergrösserung der Masse der Gase durch Emission neuer Körpertheilchen, oder endlich in der Vergrösserung der Geschwindigkeit und Masse seinen Ursprung nimmt, bleibe noch unentschieden. Verf. hält für wahrscheinlich, dass die kinetische Energie der Licht- und Wärmestrahlen zum Theil die Geschwindigkeit der Körpermolecüle der bestrahlten Flächen und mittelbar auch die der anprallenden Gasmolecüle vergrössert, zum Theil eine Arbeit leistet und das Aussenden von Körpermolecülen veranlasst.

Beiläufig wird bemerkt, dass die Zöllner'schen Anemometer bereits im December 1875 von Kundt aus Seidenpapier construirt wurden. Statt Halbkugelschalen wurden damals auch solide Halbkugeln aus Hollundermark verwendet, welche sich mit den planen Flächen vorwärts bewegten. Auf diesen Fall könne man die Zöllner'sche Erklärung für Kugelschalen (Pogg. Ann. Bd. CLX. p. 163) nicht gut anwenden. Die Bewegung lasse sich leicht durch Luftreibung erklären. Die Luft werde bei soliden Halbkugeln an der convexen Seite gegen die stärker erwärmte plane Fläche zuströmen und am Rande radial wegströmen. Infolge der Luftreibung müsse die Halbkugel mit der ebenen Fläche sich vorwärts bewegen. Bei gekrümmten Flügeln werde die Atombewegung der Aetherwelle in den Brennpunkten, Brennlinien und Brennflächen in Wärmebewegung der Luft umgewandelt. Die verdünnte Luft ströme an der convexen Seite der Flügel gegen die concave Seite derselben und nehme sie durch Reibung mit.

Gt.

III. ***O. Reynolds.*** *Ueber die durch Wärmemittheilung zwischen einer Fläche und einem Gas verursachten Kräfte; und ein neues Photometer* (Phil. Trans. Roy. Soc. CLXVI. p. 725—735. 1876.).

Der Verfasser hat früher (Proc. Roy. Soc. XXII. p. 401. 1874) gezeigt, dass die Wärmemittheilung von einer festen Fläche an ein Gas nach der kinetischen Theorie von einer Reactionskraft begleitet sein muss, welche der Zunahme des Gasdruckes gegen die Fläche äquivalent ist, und dass umgekehrt — bei Wärmemittheilung von Gas an Fläche — der Druck gegen die Fläche verringert wird. Er hat ferner angenommen, dass solche Wärme-Reactionen wahrscheinlich die Ursache der von Crookes beobachteten Bewegungen bildeten.

Jene Schlüsse seien durch die Resultate von Tait und Dewar ebenso bestätigt worden, wie durch das Verhalten der Geissler'schen Lichtmühle, mit welcher der Verf. experimentirte. Es zeigte sich 1), dass die von Licht bestrahlte Mühle rasch ihre (von der Lichtintensität abhängige) Maximalgeschwindigkeit erreicht und 2), dass die beschattete Mühle ebenso rasch zur Ruhe kommt. Darin lag der Beweis, dass die Luft innerhalb der Hülle auf die Mühle Einfluss ausübt. Da mit der Geschwindigkeit der Mühle die Zapfenreibung nicht zunimmt, wohl aber die etwaige Luftreibung, so müsste die treibende Kraft bei bloser Zapfenreibung die Geschwindigkeit der Mühle immerfort vergrössern, bei Luftreibung dagegen blos bis zu dem Punkte, wo der mit der Mühlengeschwindigkeit gewachsene Luftwiderstand der drehenden Kraft das Gleichgewicht hält. Wenn also nicht etwa die wirksame Kraft mit zunehmender Geschwindigkeit abnimmt, so werde Luftreibung die Erscheinung 1) in der Lichtmühle bedingen. Wegen des Versuchs 2) sei die Abnahme der Kraft auszuschliessen. Etwaige Aetherreibung dürfte zu klein sein, um merkliche Wirkungen hervorzubringen; ausserdem sei sie wahrscheinlich anderen Gesetzen unterworfen, als Luftreibung. Uebrigens bestätige das Verhalten der Lichtmühle das Gesetz

des Luftwiderstandes: Bei Luft von gewöhnlichem Druck ist der Widerstand dem Quadrat der Geschwindigkeit oder der Geschwindigkeit selbst proportional, je nachdem die Geschwindigkeit gross oder sehr klein (kleiner als $^1/_{20}$ Fuss per Secunde, nach Stokes) ist. Und der direct proportionale Widerstand ist (nach Maxwell) von der Dichtigkeit der Luft unabhängig.

Der Verf. zeigt dann, dass directe Strahlung die Radiometerbewegung nicht verursachen kann, einmal durch eine allgemeine Ueberlegung, sodann mittelst des Schuster'schen Versuchs. Die treibende Kraft wirke nur zwischen den Flügeln und der Luft innerhalb der Hülle.

Weiter berechnet Reynolds für sein (auch bei dem Schuster'schen Versuch benutztes) Radiometer den Druckunterschied auf die beiden Flügelseiten zu 0,0008 des Druckes innerhalb der Mühle, also als eine sehr kleine Grösse, und findet 1,7° F. als untere Grenze für die zur Wärmereaction erforderliche Temperaturdifferenz. Mittelst eines besonders zu diesem Zwecke construirten Photometers ergab sich für dieselbe Differenz als obere Grenze 24°.

Dieses „neue Photometer“ bestand aus zwei sehr dünnen hohlen Glaskugeln von $2^1/_2$ Zoll Durchmesser, welche durch eine gebogene Röhre von $^1/_8$ Zoll innerem Durchmesser verbunden waren. Die eine Kugel war auf der Innenseite zur Hälfte mit Lampenruss geschwärzt, und die andere ebenso zur Hälfte mit Kreide weiss gemacht. Vor dem Zuschmelzen wurde die Röhre mit Oel gefüllt und die Luft innerhalb der Kugeln sorgfältig getrocknet. Durch die beiden unbedeckten Kugelhälften, die nach derselben Richtung gekehrt waren, fiel das betreffende Licht gleichzeitig auf die geschwärzte und die weisse Fläche. Infolge der Bestrahlung stieg die Temperatur der Luft innerhalb der Kugeln, wahrscheinlich proportional der Temperatur der bestrahlten Flächen, und breitete sich aus, so dass die Flüssigkeit in der Röhre bewegt wurde. 1 Zoll der an der Röhre befestigten Scala zeigte 2,2° Temperaturdifferenz an. Die Angaben dieses empfindlichen Instrumentes stimmten mit denen der Licht-

mühle in überraschender Weise überein: 1° am Photometer entsprach 11 Umdrehungen der Mühle per Minute. Das Photometer gestattete Ablesungen bis zu $^1/_{10}$ Grad (gleich dem Lichteffect, welcher eine Umdrehung der Mühle in einer Minute verursachte).

Schliesslich schlägt der Verf. eine Lichtmühle mit geneigten und durchweg gleich gefärbten Flügeln vor, um zu zeigen, dass die wirksame Kraft durch die Richtung, aus welcher Licht und Wärme kommen, nicht beeinflusst wird.

In dem Zusatze vom 7. März 1877 bespricht der Verf. den Versuch mit dem umgekehrten Radiometer. Crookes beobachtete diesenfalls, dass die bestrahlte Hülle sich sehr langsam in der Richtung bewegte, in welcher sich die freibeweglichen Flügel gedreht haben würden. Dieser Effect rührte wahrscheinlich von zufälligen Ursachen (Luftströmen) an der Aussenseite des Gefässes her. In der That zeigte die Wiederholung des Versuchs, dass eine Störung der Hülle eintrat, solange der das ganze Instrument enthaltende Recipient Luft enthielt, dass aber durchaus keine Bewegung sichtbar war, wenn der Recipient bis auf circa $^1/_2$ Zoll Quecksilber evacuirt war. Jedenfalls war die residuelle Kraft kleiner als $^1/_{100}$ der Kraft an der Mühle.

Gt.

IV. ***Roiti.*** *Ueber die Zähigkeit und die elastische Nachwirkung in Flüssigkeiten* (Nuov. Cim. (3) III. Separatabdr. p. 1—45. 1878.).

Der Verfasser beobachtete die Schwingungen eines bifilar aufgehängten, verticalen Glasstabes in Flüssigkeiten. Die Aufhängefäden aus Seide waren 470 mm lang, standen oben 0,75, unten — je nach der betreffenden Anordnung — 0,3 bis 0,5 mm von einander ab. Der Glasstab mit Spiegel wog resp. 3,83; 3,95; 5,98 g und hatte resp. 5,5; 4,9; 5,5 mm Durchmesser. Die Schwingungsdauer in Luft betrug zwischen 7 und 9″ ca, das logarithmische Decrement unter gleichen Umständen zwischen 0,0072 und 0,0092, ausgedrückt in Briggs'schen Logarithmen.

Die Beobachtungen wurden in einem Zimmer gemacht, welches frei von Erschütterungen und nach Nordnordost gelegen war, so dass, wenn in den Morgenstunden die Fenster geschlossen wurden, die Temperatur im Laufe von 24 Stunden um höchstens 1° C. schwankte. Der Glasstab tauchte in ein cylindrisches Gefäss von 70 mm Durchmesser, welches mit Flüssigkeiten bis zu verschiedener Höhe gefüllt werden konnte und selbst wieder in einem grossen Kasten mit Glaswänden (für Plateau'sche Gleichgewichtsfiguren) sich befand. Das obere Ende der Bifilaraufhängung konnte zwischen zwei Anschlägen stets um dieselbe Winkelgrösse gedreht und so das ganze System in Schwingungen versetzt werden. Für festen Stand des Fernrohres mit der Scala und Controle desselben durch einen festen Spiegel war Sorge getragen. Der Glasstab hing genau vertical, wie durch Spiegelung in einer Quecksilberfläche untersucht wurde und war symmetrisch um die Drehungsaxe (Rotationskörper).

Der Verf. zeigt zunächst, dass die Schwingungen des Systems nach einer geometrischen Reihe abnehmen (logarithmisches Decrement constant) auch dann, wenn der Stab die Grenzfläche von Flüssigkeit und Luft oder auch zweier Flüssigkeiten (Wasser und Oel) durchschneidet.

Nach einer Uebersicht über die Literatur der Oberflächenzähigkeit der Flüssigkeiten geht er zu eigenen, hierauf bezüglichen Versuchen über; die ersten beziehen sich auf destillirtes (nicht besonders nochmals von Stäubchen, wie der Verf. absichtlich hervorhebt, möglichst befreites) Wasser und umfassten einen Zeitraum von nahezu 4 Wochen. Das logarithmische Decrement nahm von Tag zu Tag zu, z. B. war es am resp. 3., 4. etc. bis 7. Tage als Mittel je einer Beobachtungsreihe 0,0141; 0,0218; 0,0444; 0,1009; 0,1557. Berechnet man aus den Maximalamplituden die jeweilige Ruhelage, so zeigt sich, namentlich vom 6. Tage ab, dass dieselbe sich fortwährend während einer Beobachtungsreihe verschiebt; so war sie z. B. am 7. Tage, aus den ersten Schwingungen berechnet, um 18,5 Scalentheile von derjenigen Lage entfernt, welche sie nach Aufhören der

Schwingungen, im Ganzen nach Verlauf von ungefähr 50 Minuten erreichte; um 10 sc verschob sie sich im Laufe der ersten zwei Minuten, um die anderen 8 sc in dem Reste der Zeit.

Durch Betrachtungen, welche sich an die Boltzmann'sche Theorie der elastischen Nachwirkung anschliessen, kommt Roiti für diesen Winkelabstand w des Apparates von der endlichen Ruhelage zu einem Ausdruck von der Form:

$$w = M + N . \log t,$$

welcher sich in Uebereinstimmung mit den Beobachtungen befindet (wenn von sehr kleinen und sehr grossen Zeiträumen, für welche die Formel auf Widersprüche führt, abgesehen wird).

Als Beispiel geben wir eine Reihe aus den Beobachtungen des 9. Tages. τ bedeutet die Schwingungsdauer des Apparates.

t	w beobachtet.	w berechnet.	Differenz.
2,5 τ	139,5	139,5	0,0
3,5	142,5	142,8	+0,3
4,5	145,4	145,1	−0,3
5,5	147,2	147,1	−0,1
6,5	148,8	148,6	−0,2
7,5	150,0	150,0	0,0
8,5	151,2	151,2	0,0
9,5	152,1	152,3	+0,2
10,5	153,2	153,2	0,0
11,5	153,9	154,0	+0,1

$\tau = 6{,}1875''$; $M = 113{,}46$; $N = 21{,}935$.

Boltzmann nimmt an, dass eine Verschiebung ds, welche zur Zeit τ während des Zeitelementes $d\tau$ gedauert hat, zur Zeit t noch mit einer Kraft wirkt, welche gedacht werden kann proportional der Grösse:

$$ds . \psi (t - \tau) d\tau.$$

Roiti zeigt, dass dieser Function ψ in seinen Be-

obachtungen über die Flüssigkeiten genügt wird in Uebereinstimmung mit den Beobachtungen durch die Formel:

$$\psi(t) = A . \frac{e^{-kt}}{t} .$$

Endlich zeigt er, dass eine dünne Oelschicht, welche sich auf Wasser ausbreitet, keine Aenderung an den Erscheinungen bewirkt und keine elastische Nachwirkung hervorruft, wenn das Wasser vorher keine hatte. Das logarithmische Decrement war z. B. für reines Wasser 0,0570; nach Ausbreitung einer sehr dünnen Oelschicht 0,0565.

Br.

V. **S. P. Thompson.** *Ueber permanente Plateau'sche Häutchen* (Phil. Mag. (5) V. p. 269—271. 1878.).

Als beste Flüssigkeit zur Herstellung beständiger Plateau'scher Figuren ergab sich ein Gemisch von 46 $^0/_0$ reinen Colophoniums und 54 $^0/_0$ canadischen Balsams. Dieselbe schmilzt bei 80^0 und gibt bis zu 110^0 noch Häutchen. Eine Bedingung zur Erzielung guter Resultate ist die Ausschliessung aller Unreinigkeiten. Ein solches Häutchen, gebildet auf einem 4 cm weiten Ring aus 0,9 cm dicken Eisendraht, trug nach dem Erkalten ein cylindrisches 50 g Gewicht von 24 mm Durchmesser, wenn es auf seinen Mittelpunkt gesetzt wurde; es ist also in hohem Grade widerstandsfähig.

E. W.

VI. **D. Huizinga.** *Zur Darstellung des dialysirten Eiweises* (Pflüg. Archiv XI. p. 392—401. 1878.).

Der Verfasser verwendet folgenden einfachen Dialysator. Aus etwa 5 mm dicken Hartgummiplatten werden rechteckige Rahmen mit 1 cm breiten Rändern ausgeschnitten: Auf dieselben werden die vorher gut durchfeuchteten Pergamentblätter mittelst Chromatleims [1]) so aufgeklebt, dass der obere Theil des Rahmens von den Papierblättchen unbedeckt bleibt, um durch ihn die Flüssigkeiten einfallen zu lassen. Man exponirt dann den Dialysator

1) Durch Vermischen der Lösungen von 10 g Gelatine in 50 g Wasser und von 0,5 g Kaliumbichromat in 10 g Wasser.

einige Stunden dem diffusen Tageslicht, damit der Leim unlöslich wird. Durch Füllen mit Wasser wird derselbe auf seine Wasserdichtigkeit geprüft; quillt irgendwo ein Tropfen hervor, so wird die undichte Stelle mit Pergamentpapier und Chromatleim geflickt. Um das umgebende Wasser, in das der Dialysator getaucht wird, fortwährend zu erneuern, werden besondere Hebervorrichtungen benutzt.

E. W.

VII. ***H. Ost.*** *Ueber die Löslichkeit der drei Oxybenzoesäuren und der Benzoesäuren in Wasser* (Kolbe J. XVII. p. 228—234. 1878.).

Nach dem Verfasser bilden die obigen Säuren sehr leicht übersättigte Lösungen. Die Löslichkeitsverhältnisse derselben sind bei 8° für Salicylsäure 1:1050 bis 1:1100. Benzoesäure 1:640. Paraoxybenzoesäure 1:580. Oxybenzoesäure 1:265.

E. W.

VIII. ***A. Lamy.*** *Ueber die Löslichkeit des Kalkes im Wasser* (C. R. LXXXVI. p. 333—337. 1878.).

Der Verfasser hat gefunden, dass kaustischer Kalk, der auf verschiedene Weise hergestellt ist, sehr verschiedene Löslichkeiten zeigt; doch findet sich stets, wenn man die Löslichkeit als Funktion der Temperatur graphisch darstellt, zwischen 15 und 45° ein Inflexionspunkt.

E. W.

IX. ***Lecoq de Boisbaudran und E. Jungfleisch.*** *Bemerkungen über das Gallium* (C. R. LXXXVI. p. 577—579. 1878.).

Das Gallium bildet Octaeder deren Spitzen durch eine Basis abgestumpft sind; in einzelnen Fällen überwiegt die Basis so sehr, dass die Krystalle tafelförmig erscheinen. Das Gallium ist hart und wenig hämmerbar; doch lassen sich dünne Blättchen mehrmals ohne zu bersten hin- und

herbiegen. Das mehrmals von Galliumflächen reflectirte Licht zeigt eine schon blaugrüne Farbe. E. W.

X. ***Rink.*** *Ueber die Fortpflanzung des Schalles* (Arch. Néerland. XII. Separatabz. p. 1—23. 1878.).

1. Der Verf. stellt sich die Aufgabe, zu untersuchen, ob die kinetische Gastheorie im Stande ist, von der Fortpflanzung des Schalles Rechenschaft zu geben in Uebereinstimmung mit der Erfahrung. Gegen die früheren derartigen Versuche, insbesondere gegen die Betrachtungen von Hoorweg (Beibl. I. p. 209) wendet Rink ein: 1) Hoorweg nimmt an, dass zu den nach allen Richtungen gleich vertheilten Geschwindigkeiten der Gastheilchen eine kleine Componente hinzukommt, welche für alle Gastheilchen einer Schicht, die, nach der früheren Ausdrucksweise, in derselben Phase sich befinden, gleich ist. Aber gerade dies wäre zu beweisen gewesen, und die Einzelheiten des mechanischen Vorganges, durch welchen sich die Geschwindigkeit der Schallquelle auf die benachbarten und von diesen auf die folgenden Gastheilchen überträgt, waren zu untersuchen. Wenn Hoorweg annimmt, diese additiven Geschwindigkeitscomponenten seien die partiellen Differentialquotienten des Geschwindigkeitspotentiales, so kommt seine ganze folgende Entwickelung auf die alte Theorie hinaus. 2) Hoorweg ist der Ansicht, die Molecülgeschwindigkeit (485 m) müsse gleich der Schallgeschwindigkeit (332 m) sein. Den Unterschied beider erklärt er durch die Zeit, welche für den Stoss je zweier Molecüle verloren geht. Wie erklärt sich dann, dass die Schallgeschwindigkeit unabhängig von der Dichte des Gases ist, während die Anzahl der Stösse derselben proportional ist?

2. Zur Behandlung des Problems soll angenommen werden [1]), dass in einer cylindrischen, unbegrenzten Röhre eine den Querschnitt S genau ausfüllende Platte pendele; die Geschwindigkeit v derselben soll klein sein im Verhält-

---

1) Vgl. hierzu auch Roiti, Beibl. II. p. 113. 1878.

niss zur Geschwindigkeit u der Molecüle. Die Platte bewege sich gegen das Gas; ein Molecül stosse gegen dieselbe so, dass beide Bewegungsrichtungen den Winkel $180^0 - \Theta$ mit einander einschliessen, wofür abgekürzt gesagt werden soll, das Molecül habe die Bewegungsrichtung Θ. Durch Zerlegung der Geschwindigkeit u in die Compenenten normal und tangential zur Platte, findet man, dass die lebendige Kraft des Molecüls sich durch den Stoss ändert um:

$$\delta = \frac{m}{2}(4v^2 + 4uv \,.\cos\Theta).$$

In der Raumeinheit mögen sich aber n Molecüle befinden, deren Geschwindigkeit zwischen u und $u+du$ liegt; dann fällt von einem bekannten Bruchtheil derselben die Richtung zwischen Θ und $\Theta + d\Theta$. Wenn die Platte ruhte, so würden in der Zeit dt nur diejenigen die Platte erreichen, welche zu Anfang des Zeitelements sich in einem kleinsten, d. h. in der Richtung der Normale gemessenen Abstand befanden, welcher kleiner ist als $u\cos\Theta\,.\,dt$. So findet sich die Zahl derselben $q = S\,.\,u\cos\Theta\, dt\,.\,\frac{n}{2}\sin\Theta\, d\Theta$.

Diese Zahl ändert sich nicht dadurch, dass die Molecüle selbst wieder aneinander stossen, da die gesammte Zahl der Molecüle, welche eine bestimmte Richtung haben, sich nicht durch die gegenseitigen Stösse derselben ändert. Während also eine gewisse Zahl Molecüle die Bewegungsrichtung Θ verliert, erhält eine andere, ebenso grosse Zahl dieselbe und der Effect ist nur der, dass andere Molecüle an die Platte stossen als im vorher gegebenen Falle, wo von den gegenseitigen Stössen abgesehen war.

Bewegt sich die Platte, so ist statt der Geschwindigkeit $u\cos\Theta$ zu nehmen die relative Geschwindigkeit $v + u\cos\Theta$; daher geht die Zahl q über in:

$$q' = S\,.\,(v + u\,.\cos\Theta)\, dt\, \frac{n}{2}\sin\Theta\, d\Theta.$$

Bildet man die Aenderung δ der lebendigen Kraft nicht mehr für ein Molecül von der Richtung Θ, sondern für die q' Molecüle und integrirt dann nach Θ von 0 bis

$\frac{\pi}{2}$, so findet sich die im Zeitelement dt den Molecülen von der Geschwindigkeit u mitgetheilte Energie:

$$\delta' = nm\, Sv\, dt \int_0^{\frac{\pi}{2}} (v + u \cos \Theta)^2 \sin \Theta\, d\Theta = nm\, Sv\, dt\, (\tfrac{1}{3} u^2 + uv + v^2).$$

Endlich ist noch zu berücksichtigen, dass die Molecüle verschiedene Geschwindigkeiten haben; die Anzahl n derjenigen, deren Geschwindigkeit zwischen u und $u + du$ liegt, ist aus der Anzahl N Molecüle, welche überhaupt in der Volumeneinheit enthalten sind, von Maxwell berechnet. Durch Einsetzen derselben findet sich endlich die ganze dem Gase im Zeitelement dt mitgetheilte lebendige Kraft:

$$\varDelta = Nm\, Sv\, dt \left(\tfrac{1}{3} \beta^2 + \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi}} \beta v + v^2 \right),$$

wo β^2 den mittleren Werth des Quadrates der Molecülgeschwindigkeit bedeutet.

3. Setzt man die Platte pendelnd voraus und schreibt:

$$v = \bar{C} . \sin kt,$$

so bekommt man die während einer halben Schwingungsdauer $\frac{T}{2}$ mitgetheilte Energie, wenn $\varrho = mN$ die Dichte des Gases bezeichnet:

$$D = \varrho \frac{S . T}{2\pi} \left(\frac{2}{3} \beta^2 \bar{C} + \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \beta \bar{C}^2 + \frac{4}{3} \bar{C}^3 \right).$$

Die während der folgenden halben Schwingung — beim Rückgang der Platte — dem Gase entzogene Energie D' erhält man hieraus, indem man $\bar{C}$ negativ setzt:

$$D' = \varrho \frac{ST}{2\pi} \left(- \frac{2}{3} \beta^2 \bar{C} + \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \beta \bar{C}^2 - \frac{4}{3} \bar{C}^3 \right).$$

Die während einer ganzen Schwingungsdauer dem Gase mitgetheilte, d. h. in einer Gasmasse von einer Wellenlänge enthaltene Energie findet sich, wie Rink zeigt, in Uebereinstimmung mit dem von Grinwis (Arch. Néerl. X., vgl. Beibl. I. 444) nach der alten Theorie berechneten

Ausdrucke. Dagegen zeigt Grinwis, dass in den beiden Hälften einer Welle, in deren einer nur Condensationen, in deren anderer nur Dilatationen vorhanden sind, doch dieselbe gesammte Energie enthalten ist. Und diesem Resultat entsprechen nicht die obigen Formeln, wonach D' von D verschieden ist, und zwar fehlt bei Grinwis gerade der erste Summand, welcher nur die erste Potenz der Grösse C enthält und welcher daher von überwiegendem Werthe ist, da C immer klein gegen n vorauszusetzen ist. Rink fragt daher weiter: Lässt sich dieser Widerspruch aufklären?

4. Zu dem Ende ist zunächst zu berechnen, auf wie viel Molecüle sich die Wirkung der Platte erstreckt. Es können dies, bis auf eine sehr kleine Grösse, nur diejenigen sein, welche ursprünglich in dem von der Platte durchlaufenen Raume liegen, da der Weg der Platte in einem Zeitelement gross vorausgesetzt ist im Verhältniss zur mittleren Weglänge der Molecüle. Die Zahl derselben wäre als $NSv\,dt$ und daher (durch Division in $\varDelta$) die Zunahme d der lebendigen Kraft eines Molecüls von der Form:

$$d = m\left(\tfrac{1}{3}\beta^2 + \gamma \,.\, v + v^2\right).$$

Von dieser lebendigen Kraft wird nur ein Theil T zur Vergrösserung der progressiven Geschwindigkeit verwendet, der Art, dass:

$$T = \tfrac{3}{2}\,\frac{C-c}{c}\,\varDelta$$

ist; daher ist die lebendige Kraft der progressiven Bewegung eines Molecüls nach dem Stosse:

$$T' = \frac{m u^2}{2} + \tfrac{3}{2}\,\frac{C-c}{c}\,m\left(\tfrac{1}{3}\beta^2 + \gamma v + v^2\right) = \frac{m}{2}\,.\,\frac{C}{c}\beta^2 + \tfrac{3}{2}\,\frac{C-c}{c}\,m(\gamma v + v^2).$$

Rink beschränkt nun die Betrachtungen auf das erste Glied dieses Ausdrucks (vernachlässigt also die höheren Potenzen der Maximalgeschwindigkeit $\overline{C}$ der Platte) und zeigt gelegentlich — was wir hier übergehen — wie sich aus der Formel dann das Mariotte'sche und das Poisson'sche Gesetz für eine adiabatische Zustandsänderung ableiten.

Die lebendige Kraft der progressiven Bewegung eines Molecüls wäre nach dem Stosse dann:

$$T' = \frac{C}{c}\,\frac{m\beta^2}{2}.$$

Dächte man sich die Geschwindigkeiten der Molecüle nach drei zu einander senkrechten Axen zerlegt und alle Bewegungsrichtungen als gleichberechtigt, so würde auf die eine derselben fallen die lebendige Kraft:

$$\tfrac{1}{3}\cdot\frac{m}{2}\cdot\frac{C}{c}\beta^2$$

und wenn man die so ausgedrückte Moleculargeschwindig- als mit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit a des Schalles identisch betrachtete, so wäre:

$$a = \frac{\beta}{\sqrt{3}}\sqrt{\frac{C}{c}},$$

welcher Ausdruck mit der Laplace'schen Formel übereinstimmt.

5. Aber, fragt Rink, was berechtigt dazu, immer mit dem Mittel des Quadrats der Geschwindigkeit und nicht mit dieser selbst zu operiren? Ferner müsste man annehmen, dass alle Molecüle, welche diese grössere Geschwindigkeit besitzen, ihren ganzen Ueberschuss verlieren und ihn vollständig an die anderen Molecüle abgeben; ausserdem würde sich nur eine kleine Anzahl Molecüle stets an der Fortleitung des Schalles bethätigen; man würde endlich schwer verstehen, wie in der verdichteten Wellenhälfte die Schallgeschwindigkeit dieselbe sein sollte wie in der verdünnten, in welcher letzteren doch die Geschwindigkeit der Molecüle unter der normalen sich befänden. —

6. Der Verf. wirft daher noch die folgende Frage auf: Angenommen, in einer Luftschicht seien mehr Molecüle und mit grösserer Geschwindigkeit begabt als im normalen Zustand; dieselbe stosse an eine Schicht von Molecülen, welche sich im normalen Zustand befinden — welche Bewegungen treten dann ein?

Die Antwort ergibt sich in folgender Weise: Wenn zwei Molecüle mit den resp. Massen m und m', den Ge-

schwindigkeiten u und v und den Richtungen gegen die Centrallinien φ und ψ zusammenstossen, so ist das Quadrat der Geschwindigkeit u' des Molecüls m nach dem Stosse:

$$u'^2 = u^2 - \frac{4m'}{(m+m')^2}(m u^2 \cos^2\varphi - m'v^2 \cos^2\psi - (m-m')uv\cos\varphi \, . \cos\psi).$$

Nimmt man für u und v constante Mittelwerthe und berücksichtigt man, dass die Wahrscheinlichkeit eines Stosses unter den obigen Winkeln φ und ψ ist $\frac{1}{4}\sin\varphi \, . \sin\psi \, d\varphi \, d\psi$, so findet man durch Multiplication dieses Bruches, welcher die Wahrscheinlichkeit des Zusammenstosses ausdrückt, mit dem obigen Werthe der Aenderung der lebendigen Kraft und Integration nach φ und ψ von 0 bis π: Wenn die Molecüle gleiche Massen haben, so wird im Mittel nur ein Drittel des Ueberschusses an Energie der einen Molecülschicht an die andere übertragen; zwei Drittel derselben bleibt in der Schicht, welche ursprünglich den Energieüberschuss besass. Nur bei durchweg centralen Stössen würde der ganze Ueberschuss übertragen.

So würde also von Schicht zu Schicht immer weniger Energie abgegeben und anstatt dass sich, wie bei der Fortpflanzung des Schalles durch Gase thatsächlich der Fall ist, alle Energie immer von einer Schicht auf eine andere gleich grosse ihrem ganzen Werthe nach überträgt, würde eine sehr rasche Zerstreuung der Energie eintreten. Der Verf. schliesst daher, dass die kinetische Gatheorie bis jetzt nicht im Stande sei von der Fortpflanzung des Schalles genügende Rechenschaft zu geben. Br.

XI. ***Haberditzl.*** *Ueber den von Dvořak beobachteten Variationston* (Sitzungsber. d. Wiener Akad. 1878. LXXVII. II. Abth. Separatabz. p. 1—3.).

Wenn man eine Pfeife von der Schwingungszahl n_1 anblässt und den Ton während des Anblasens in die Höhe gehen lässt von n_1 auf n_2, so hatte Dvorčak einen zweiten, gleichfalls in die Höhe steigenden Ton beobachtet, welcher mit der Schwingungszahl $n_1 - n_2$ schloss. Die Vermuthung

von Mach, dass der früher erregte Ton nach mehrfachen Reflexionen an den Zimmerwänden mit den späteren höheren zusammentreffe und so einen Combinationston von den verlangten Eigenschaften gebe, konnte Dvořak nicht bestätigen. Der Verf. hat die Frage wieder aufgenommen und zeigt, dass diese Vermuthung richtig ist; in einem Zimmer lässt sich auch nach Beendigung des Anblasens der Ton einer Pfeife noch eine Zeit lang nachweisen; im Freien ist es unmöglich, den Variationston zu erzeugen.

Br.

XII. ***E. Mach, O. Tumlirz und C. Köpler. Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Funkenwellen*** (Wien. Ber. LXXVII. p. 1—26. 1878.).

XIII. ***E. Mach. Verlauf der Funkenwelle in der Ebene und im Raume*** (Wien. Anzeiger. 1878. Nr. 14.).

Die von Mach und Sommer ausgeführten und ursprünglich an die Antolik'schen Versuche über electrische Explosionsfiguren auf berussten Flächen anknüpfenden Untersuchungen über die „Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Explosionsschallwellen" sind bereits Beibl. I. p. 600 referirt und waren unternommen, um die Verwendbarkeit der Interferenzstreifen solcher Explosionswellen für Zeitmessungen [1]) festzustellen.

Es hatte sich ergeben, dass die Geschwindigkeit der Explosionswellen eine die Schallgeschwindigkeit um so mehr übersteigende ist, je grösser die Intensität der Explosion, dass sie in den ersten Momenten am grössten ist und mit Ausbreitung der Welle sich der Schallgeschwindigkeit nähert.

1) Es sei hier an den Vorschlag von de Waha (s. p. 159) zur Verwendung der Interferenzstreifen electrischer Explosionen in berussten Glasröhren erinnert und ergänzend hinzugefügt, dass bereits Mach und Wosyka 1875 (Pogg. Ann. CLVI. p. 416) eine ähnliche Anwendung der Russfiguren angedeutet hatten, sowie, dass Mach und Sommer a. a. O. auch schon die von den Schallwellen verschiedene Geschwindigkeit einiger electrischer Explosionswellen bestimmt haben.

Genauere Angaben zu erhalten ist der Zweck vorliegender Arbeit, welche sich speciell auf die Untersuchung der Funkenwellen beschränkt. Dabei war zunächst eine genaue Zeitmessung für die betreffenden Vorgänge erforderlich. Wie bei Mach und Sommer diente dazu eine auf horizontaler Axe rotirende Scheibe. Die Rotation wurde durch ein schweres Schwungrad mit der Hand regulirt. Eine bestimmte gleichmässige Geschwindigkeit wurde erzielt, indem man eine auf der Scheibe angebrachte Zeichnung (und zwar in vorliegendem Falle zwei gleiche Stücke einer archimedischen Spirale, symmetrisch auf der Scheibenfläche gezeichnet), welche von einem Schirm mit horizontalem Spalte verdeckt war, in dem kleinen Spiegel einer vertikal schwingenden electrischen Stimmgabel nach dem Lissajous'schen Principe beobachtete und die wahrgenommene Schwingungsfigur zum Stehen brachte. (Die Rotationszahl der Scheibe war dann im vorliegenden Falle die Hälfte der Stimmgabelschwingungen.) Verfasser können diese Methode, als der Verwendung eines Lauf- oder Uhrwerkes mit Regulatoren weit vorzuziehen, angelegentlichst empfehlen, vorausgesetzt, dass die Schwingungzahl der Stimmgabel genau bekannt ist. (Im vorliegenden Falle betrug dieselbe 126,1 Doppelschwingungen.) Eine Vergleichung zweier ähnlicher, electrischer Stimmgabeln mit einander ergab, dass ohne nachweisbare Ursache Schwankungen von $\pm$ 0,1 einer Schwingung eintreten können.

1) Um mit Hülfe dieser rotirenden Scheibe die Geschwindigkeit der Funkenwelle in einem einerseits geschlossenen Kanale zu finden, wurde der letztere mit seinem offenen Ende der Scheibe nahe an ihrer Peripherie senkrecht gegenüber gestellt. Symmetrisch auf der anderen Seite desselben Durchmessers stand eine Drahtspitze der Scheibe gegenüber. Während die Scheibe rotirte, brachte eine Entladung gleichzeitig an der Drahtspitze und in dem Kanal an seinem geschlossenen Ende einen Funken hervor. Dabei entstanden zwei Marken auf der zuvor berussten Scheibe. Bei ruhender Scheibe wurden zwei andere Marken auf der Scheibe erzeugt. Die Vergleichung dieser beiden

Markenpaare an einem Goniometer liess den Winkel finden, um welchen sich die Scheibe drehen musste, um nach Eintritt der Entladung den Eindruck von der Funkenwelle aus dem Kanale zu empfangen. Aus der Rotationszahl ergab sich dann die Zeit, welche die Welle zum Durchlaufen der Kanallänge nöthig gehabt hatte. Bei verschiedenen Längen des Kanals wurden auf diese Weise folgende mittlere Geschwindigkeiten gefunden:

Kanallänge in Millimetern.	Fortpflanzungsgeschw. in Metern.
80	756
137	540
254	453
400	416
907	373

Man sieht also, wie bei wachsender Wegstrecke die Geschwindigkeit der Welle sich der Schallgeschwindigkeit von 340 m nähert. — Eine ähnliche Annäherung findet nach einer anderen Versuchsreihe (übereinstimmend mit älteren Beobachtungen) bei abnehmender Funkenintensität statt. (Bei Anwendung von 3 statt 9 Flaschen zur Entladung erhielt man 384 oder 337 m, statt resp. 453 oder 373 m.)

2) Eine andere Methode, gleichfalls mit der berussten rotirenden Scheibe, zur Bestätigung des eben Gefundenen war folgende: Aequidistant von dem Mittelpunkte der Scheibe befanden sich ihr gegenüber zwei Drahtspitzen, durch deren eine die Entladung ein-, durch deren andere sie austrat. Die Verbindungslinie der dadurch erzeugten Marken ist die Sehne eines zur Peripherie der Scheibe concentrischen Kreises. Bei ruhender Scheibe erzeugen die beiden Funkenexplosionen auf der Scheibe einen radialen Interferenzstreifen, welcher die Sehne halbirt. Bei Bewegung der Scheibe erzeugt die Entladung einen ähnlichen Streifen, der aber gegen jenen Halbirungspunkt verschoben ist. Die Grösse der Verschiebung und die gegebene Geschwindigkeit eines Scheibenpunktes an der be-

trachteten Stelle geben die gesuchte Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Grosse Schwankungen in den Angaben führten indess zur Erkenntniss, dass die Explosionen einer und derselben Entladung nicht immer gleichmässig stattfinden, sondern von der Beschaffenheit der Drahtspitzen beeinflusst werden. Diese Störung wurde bei einem Theil der Versuche eliminirt, indem man die beiden dem Centrum äquidistanten Drahtspitzen gegen ein und denselben Durchmesser der Scheibe richtete. Auch bei ruhender Scheibe zeigte sich dann eine Verschiebung des Interferenzstreifens, herrührend von einer Verschiedenheit der Anfangsgeschwindigkeiten nach den betreffenden Richtungen. Das arithmetische Mittel der Verschiebung bei ruhender und bei bewegter Scheibe gibt aber die gesuchte Verschiebung.

Die Versuche, bei denen sich zum Zusammenhalten der Wellenbewegung eine feste Platte in 10 mm Abstand von der Scheibe befand, gaben ähnliche Resultate wie früher.

Bei Wegnahme der Platte liess sich erkennen, dass die Geschwindigkeit abnimmt (im vorliegenden Falle von 542 auf 437 m), wenn man die Ausbreitung der Wellen zulässt.

3) Eine andere Versuchsreihe, um den Einfluss ungleicher Anfangsgeschwindigkeiten zu eliminiren, wurde mit einer berussten rotirenden Trommel ausgeführt, welche in 4 mm Abstand von einem Holzmantel eingehüllt war. In dem dadurch gebildeten Hohlraum verbreitete ein gegen die Trommel schlagender Funke seine Explosionswellen, die an der entgegengesetzten Seite der Trommel auf dem Russe einen Interferenzstreifen bildeten, dessen Verschiebung gegen seine Lage bei ruhender Trommel gestattete, die Geschwindigkeit der Explosionswelle ähnlich wie früher zu berechnen. Als neu wurde hierbei gefunden, dass selbst eine von ein und demselben Funken ausgehende Explosionswelle nach verschiedenen Richtungen nicht immer dieselbe Fortpflanzungsgeschwindigkeit besitzt.

4) Um die Verschiebung des Interferenzstreifens zweier ungleichzeitiger Funken zu finden, wurde statt der früheren Methode einer successiven Entladung zweier Leydner

Flaschen durch eine abgeschossene Pistolenkugel, eine Schliessung durch einen rotirenden Cylinder angewendet. Es möge genügen, hier das Princip anzudeuten. Durch die gemeinsame und gleichzeitige Schliessung einer Reihe von Lücken in dem Schliessungsbogen jeder Flasche mit Hülfe des rotirenden Cylinders wurde die Geschwindigkeit der Schlagweitenveränderung an dieser Stelle vergrössert und dadurch die Präcision der Entladung für einen bestimmten Zeitmoment erhöht. Die Welleninterferenz der ungleichzeitigen Funken findet statt in einem mit einer berussten Platte bedeckten Kanal, in welchem an seinen geschlossenen Enden die Funken überspringen.

Die Resultate waren den früheren conform, die Geschwindigkeitsangaben selbst jedoch kleiner, weil die gefundene mittlere Geschwindigkeit sich nicht auf die ganzen Wege, sondern auf die Differenz der Wegstrecken bezieht, der Einfluss grösserer Anfangsgeschwindigkeiten also heraus fällt.

Zum Schluss ist noch bemerkt, dass der eben angedeutete Funkenauslösungsapparat auch gebraucht werden kann, um den ersten Funken als Wellenfunken, den zweiten als Beleuchtungsfunken bei Beobachtungen mit dem Schlierenapparat zu verwenden.

Aus der Anzeige der zweiten Abhandlung geht hervor, dass dieselbe sich mit Erklärung der Interferenzlinien und Flächen verschiedener Form aus den Principien der Acustik beschäftigt und die Abweichungen von den Schallgesetzen auf die Ursache der endlichen Elongationsweiten der Schwingungen zurückführt. W. F.

XIV. *Th. Hoh. Ueber die thermische Ausdehnung der Gemische von Alkohol und Wasser* (Phys. Abh. p. 77—102.).

Zurückgreifend auf die älteren Bestimmungen von Hirn, Kopp, Tralles, Biot, sowie auf die Formel von Macquorn-Rankine gelangt der Verf. zu Resultaten, die nicht ohne weiteres mit jenen vereinbar seien. Die

Beobachtungen geschahen grösstentheils an Glasröhrchen von 150 mm Länge und 6 oder 3 mm lichtem Durchmesser, welche bis etwa 120 mm mit der Versuchsflüssigkeit gefüllt und in der Weise erwärmt wurden, dass sie, vertikal eingeklemmt, bis 0,5 cm unter dem tiefsten Punkt des Hohlmeniskus vom Weingeist etc. in ein Wasserbad versenkt waren. Zunächst wurde die thermische Ausdehnung des Quecksilbers, des unvermischten Alkohols und des destillirten Wassers von 10 zu 10° C. bestimmt, und dann diejenige einer grossen Anzahl von nach bestimmten Verhältnissen zusammengesetzten Alkohol-Wasser-Gemischen.

Verfasser gelangt dabei zu folgenden Schlussfolgerungen:

1) Die thermischen Ausdehnungscoëfficienten der Alkohol-Wasser-Gemische nehmen mit zunehmendem Wassergehalte ab, und zwar unter Einschluss der dem absoluten Alkohol und dem destillirten Wasser zugehörigen Grenzwerthe um durchschnittlich 0,000062031, unter Weglassung jener beiden weitaus grössten Differenzen aber um 0,0000414 für jede Verminderung des Alkoholgehaltes um 0,1 und entsprechende Steigerung des Wassergehaltes um 0,1 Volumentheil. Der Sprung von der stärksten Mischung zum absoluten Alkohol beträgt nahe das Doppelte, von der schwächsten in umgekehrter Richtung zum destillirten Wasser fast das Fünffache des Mittelunterschiedes der Expansions-Coëfficienten.

2) In jeder einzelnen Flüssigkeit nehmen mit steigender Erwärmung die Ausdehnungcoëfficienten zu, oder bleiben sich (in wenigen Fällen) stellenweise wenigstens gleich, nehmen also in höherer Temperatur niemals ab. Bestimmte Gesetze sind nicht zu erkennen.

3) Auch beim absoluten Alkohol ist die erste und letzte Ansteigung des Expansionscoëfficienten für die beiden Grenzstufen von 0—10° und von 90—100° C. am grössten; im übrigen aber die Veränderlichkeit gleichförmiger und durchschnittlich 0,000927; während für destillirtes Wasser dieser Werth kleiner ist, nämlich 0,000624

und sich bis zur Verwischung der Grenzextreme ziemlich gleichmässig über die ganze Reihe vertheilt. A. N.

XV. ***O. Pettersson* und *E. Hedelius*. Ueber die specifische Wärme von Eisen und Quecksilber** (Ofvers. of k. Vetensk. Förhandl. XXXV. Nr. 2. p. 35—52. 1878.).

Zur Untersuchung der latenten Wärme von Salzlösungen unter 0°, die der eine der Verf. auszuführen beabsichtigt (s. folg. Seite), war eine genaue Kenntniss der spec. Wärme des Quecksilbers bei 0° nöthig. Es wurde dazu ein passend geformtes Stück Schmiedeeisen von 310 g in einem Luftbad auf etwa 26° erhitzt und dann in abgewogene Mengen von Wasser oder Quecksilber getaucht, die ursprünglich eine Temperatur von etwa 0° hatten. Aus der Erwärmung dieser ergaben sich die specifischen Wärmen α und α_1 des Eisens, wobei einmal die des Wassers, dann die des Quecksilbers als Einheit genommen ist, woraus sich die specifische Wärme x des Quecksilbers in Bezug auf Wasser leicht finden liess. Das Quecksilber-Calorimeter war etwa 2 mal so gross als das Wasser-Calorimeter. Dass auf alle Correctionen und Elimination von Fehlerquellen, wie Condensation von Wasser auf der Aussenseite des Calorimeters etc. Rücksicht genommen wurde, sei nur erwähnt.

Die Werthe von α und α_1 sind der Grösse nach geordnet:

α 0,10768; 0,10771; 0,10778; 0,10780; 0,10812; 0,10814; 0,10830; 0,10832; 0,10844; 0,10850; Mittel: 0,108079.

α_1 3,2384; 3,2410; 3,2433; 3,2445; 3,2479; 3,2489; 3,2526; 3,2547; 3,2588; 3,2597; Mittel: 3,2489.

Daraus folgt für die spec. Wärme des Quecksilbers zwischen 0° und +5°:

$$x = \frac{\alpha}{\alpha_1} = 0{,}033266.$$

Die Temperaturerhöhungen des Calorimeters betrugen

etwa 5°, die angewandte Quecksilbermenge etwa 4467 g, die Wassermengen 158,9105 g.

Eine eingehende Discussion zeigt, das dies Resultat etwa bis auf 0,21 %.richtig ist.

Die Mittelwerthe 0,10808 und 3,2489 bezeichnen die mittlere specifische Wärme des Schmiedeeisens zwischen 4 und 27°. Aus den Zahlen von Bède für reines Eisen berechnet sich dieselbe zu 0,1077, stimmt also, besonders wenn man berücksichtigt, dass reines Eisen eine etwas niedrigere spec. Wärme als Schmiedeeisen besitzt, sehr nahe mit der obigen überein. Dies ist nicht mit der aus Byström's Beobachtungen 0,111641 abgeleiteten der Fall.

Zum Schluss geben die Verfasser noch an, dass nach Versuchen über die Aenderung der specifischen Wärme des Quecksilbers mit der Temperatur, entgegen den Angaben Winkelmann's, zwischen 0° und 100° diese nur äusserst gering ist; doch führen sie keine Messungen auf.

E. W.

XVI. *O. Pettersson. Ueber die latente Wärme des Wassers bei Temperaturen unter 0°, nebst einigen Bemerkungen über die Eisbildung im Meer* (Ofvers. f. Vetensk. Förhandl. XXXVII. Nr. 2. p. 53—61. 1878.).

Die latente Schmelzwärme eines Körpers r ist, wenn T die absolute Temperatur, $c-h$ die Differenz zwischen den specifischen Wärmen des flüssigen und festen Körpers bezeichnet, je nachdem der Druck constant ist oder nicht:

$$1)\ \frac{dr}{dT} = c - h \quad \text{und} \quad 2)\ \frac{dr}{dT} = c - h + \frac{r}{T}.$$

Um die erste Gleichung zu prüfen, hat der Verfasser in etwa $^1/_2$ mm weite, $1^1/_2$ bis 2 m lange, sehr dünnwandige Glasröhren Wasser eingeschlossen, sie in ein unter 0° abgekühltes Quecksilbercalorimeter mit etwa 3,900 g Quecksilber eingesetzt und dann durch Einführen eines Schneekrystalles das Wasser zum Gefrieren gebracht. Infolge der guten Wärmeleitungsfähigkeit des Quecksilbers steigt dann die

Temperatur des erstarrenden Wassers nur äusserst wenig, so dass die ganze Wassermasse bei Temperaturen unter 0° erstarrt, was bekanntlich unter gewöhnlichen Umständen nicht der Fall ist.

Die folgende Tabelle enthält einmal die Temperatur t_1 bei der das Gefrieren begann, die Schlusstemperatur t_2 des Calorimeters, die auf 1 g Wasser kommende, frei werdende Wärmemenge W_1 und die aus Gleichung 1) berechnete W_2. Es ist dabei für 0° nach Regnault $r = 79{,}25$ gesetzt:

t_1	t_2	W_1	W_2
−2,80	−1,105	77,71	77,85
−4,995	−4,30	76,60	76,75
−6,28	−3,46	75,94	76,11
−6,50	−4,61	76,03	76,00
−6,62	−5,21	75,99	75,94.

Theorie und Erfahrung stimmen also gut überein. Als man Meerwasser, das 3,536 % feste Substanz enthielt, im Calorimeter bei −9,00° und −8,35° gefrieren liess, wurden für jedes Gramm 54,69 und 53,41 Wärmeeinheiten entwickelt. Für jedes Gramm des im Meerwasser enthaltenen Wassers werden daher bei etwa −8,6° 54 Wärmeeinheiten frei, reines Wasser würde etwa 75 Wärmeinheiten entwickeln, so dass also ein Salzgehalt von 3,536 % die latente Schmelzwärme um 28% herabdrückt. E. W.

XVII. ***R. W. Coppinger.*** ***Einige Versuche über die Leitungsfähigkeit von Eis, angestellt in der Discovery Bay 1875/76*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 183—189. 1878.).

Es wurden auf ein hölzernes Grundbrett (29″ lang, 9″ breit) zwei 24″ von einander entfernte, verticale Ständer befestigt, die oben durch eine Querleiste D verbunden waren. In die Ständer waren 4″ über der Basis $1^1/_4$″ im Quadrat grosse, zur Aufnahme der zu untersuchenden Eisstange dienende Löcher geschnitten. An D waren in Entfernungen

von je 4″ 4 Thermometer aufgehängt, deren Kugeln sich in der Eisstange befanden. Diese war dadurch hergestellt, dass eine 29″ lange und 1$^1/_8$″ weite, starke Kupferröhre mit Wasser gefüllt und stark abgekühlt wurde. Um die Stangen herauszunehmen, wurde die Oberfläche mit warmem Wasser umgeben. Zur Aufnahme der Thermometer wurden in die Eistange Löcher gebohrt, die dann mit fein gepulvertem Eis ausgefüllt wurden. Die Erwärmung des Eises geschah am einen Ende durch die Strahlung eines passend gebogenen Eisenbleches, das selbst wieder durch eine untergesetzte Spirituslampe erhitzt wurde. Nach einer Stunde war der stationäre Zustand erreicht. Unter der Eisstange befand sich noch ein Thermometer *y*, um die Strahlung zu bestimmen.

Wir theilen im folgenden auszüglich zwei Beobachtungsreihen mit.

Eis aus frischem Wasser. Flamme 6″ vom nächsten Thermometer.

Zeit.	Therm. 1.	Therm. 2.	Therm. 3.	Therm. 4.	Temp. d. Raumes.	Therm. *y*.
9^h 46′	−23	−24	−21	−20	−21	−23
10^h 16′	−19,75	−23	−20,25	−20	−20,5	−22,75
Aenderung	3,25	1,0	0,75	0,0	0,5	0,25

Eis aus Seewasser. Flamme 6″ vom nächsten Thermometer.

Zeit.	Therm. 1.	Therm. 2.	Therm. 3.	Therm. 4.	Temp. d. Raumes.
11^h 7′	−25	−24	−24,5	−24,5	−25,5
12^h 7′	−21	−22	−23	−23	−23,35
Aenderung	4	2	1,5	1,5	2,25

Die Temperaturen sind die direct an Alkoholthermometern abgelesenen und in Fahrenheit ausgedrückt.

E. W.

XVIII. ***Berthelot.*** ***Thermochemische Untersuchungen über Jodsäure*** (C. R. LXXXIV. p. 734—740. 1877.).

Löst man Jod in wässriger Kalilauge bei gewöhnlicher Temperatur, so sind nach einander zwei verschiedene Wärmeeffecte zu beobachten. In der ersten Minute tritt

eine Temperaturerniedrigung ein, auf welche unmittelbar eine Temperaturerhöhung folgt. Bei Anwendung äquivalenter Mengen von Jod und kaustischem Kali enthält die Lösung nach beendigter Reaction jodsaures Kali und Jodkalium. Es findet also eine Umsetzung nach der Gleichung:

$$6J + 3K_2O\,aq = 5KJ\,aq + JO_3K\,aq$$

statt, und dieser schreibt **Berthelot** die Temperaturerhöhung zu, während die zuerst eintretende Temperaturerniedrigung nach seiner Ansicht durch eine vorübergehende Bildung von unterjodigsaurem Kali bedingt wird.

Aus einer grossen Anzahl von Versuchen und unter Benutzung früher gefundener Daten haben sich für die Bildungs-Wärme der Jodsäure und des jodsauren Kalis folgende Zahlenwerthe ergeben:

$J\,(fest) + 2^1/_2 O + aq = JO_3H\,aq$ . . . . . +22600 Cal.
$J\,(fest) + 3O + K = JO_3K\,fest$ . . . . . +123900 „
$J\,(gasf.) + 3O + K = JO_3K\,fest$ . . . . . +128400 „

Die Bildungswärme des jodsauren Kalis ist grösser als die des bromsauren und chlorsauren:

$Br\,gasf. + 3O + K = BrO_3K$ . . . . +87600 Cal.
$Cl + 3O + K = ClO_3K$ . . . . +94600 „

Die Wärmetönung bei der Zersetzung dieser 3 Salze unter Abgabe von Sauerstoff beträgt:

$BrO_3K = KBr + 3O$ . . . . . +11100 Cal.
$ClO_3K = KCl + 3O$ . . . . . +11000 „
$JO_3K = KJ + 3O$ . . . . . −44100 „

Diesen Zahlen entsprechend ist das jodsaure Kali das beständigste, das bromsaure Kali das am leichtesten zersetzliche von den 3 Salzen. Lbg.

XIX. ***Berthelot.*** ***Thermochemische Untersuchungen über das Chloral und das Chloralhydrat*** (C. R. LXXXV. p. 8—14. 1877.).

Der Verfasser hat die Wärmemengen gemessen, welche frei werden: 1) bei der Lösung des Chlorals und des Chlor-

alhydrats in Wasser, 2) bei der Einwirkung von Alkalien auf Chloral und Chloralhydrat.

Ferner hat er bestimmt: die specifischen Wärmen des Chlorals und des Chloralhydrats, die Verdampfungswärme derselben zwei Verbindungen, und endlich die Schmelzwärme des Chloralhydrats.

Er hat dabei folgende Zahlenwerthe erhalten:

1) Lösung des Chlorals in Wasser.

C_2HCl_3O (wasserfrei) + aq (ein Theil Chloral + 80 Theile Wasser von 16⁰) . . . . +12060 Cal.
+11820 „
im Mittel +11890 Cal.

für 174,5 g Chloral.

Die Lösung des Chlorals in Wasser findet nicht augenblicklich statt; dagegen erfolgt die Lösung von pulverisirtem Chloralhydrat sofort und zwar unter Wärmabsorption. Letztere beträgt für 165,5 g Chloralhydrat (1 Theil Chloralhydrat auf 80 Theile Wasser) bei einer Temperatur

von $15{,}1^0$	200 Cal.,	von $15{,}9^0$	250 Cal.,
„ $17{,}5^0$	400 „	„ 22^0	840 „

2) Einwirkung von Kali auf Chloral und Chloralhydrat.

Wird Chloral oder Chloralhydrat (1 Gewichtstheil in 100 Theilen Wasser gelöst) mit kaustischem Kali zersetzt, so ist die Wärmeentwickelung:

Für Chloral C_2HCl_3O	+13220 Cal.
„ Chloralhydrat $C_2HCl_3O.H_2O$	+13110 „
„ „ „ „ (4 Jahr alt)	+13120 „
„ „ „ „ frisch geschmolzen	+13120 „
„ „ „ „ verdampft u. i. Wasser condensirt	+13160 „
im Mittel	+13150 Cal.

Diese Zahl ist nicht sehr verschieden von der, welche die Wärmentwickelung bei der Vereinigung von Ameisensäure mit Wasser angibt (+13300 Cal.).

Man kann daraus schliessen, dass bei der Reaction:

$$C_2HCl_3O + aq = CH_2O_2\,aq + CHCl_3\,aq$$

Wärme weder entwickelt noch verbraucht wird.

Die Lösung des Chloroforms in Wasser ist mit Wärmeentwickelung verbunden:

$CHCl_3$ (1 Theil) + aq (160 Theile von 16^0) . . . +2170 Cal.

folglich:

C_2HCl_3O aq + H_2O (flüssig) = $CHCl_3$ + CH_2O_2 aq . . — 2300 Cal.
C_2HCl_3O . H_2O (krystallisirt) = $CHCl_3$ + CH_2O_2 (kryst.) . 0 „
C_2HCl_3O (wasserfr.) + H_2O = $CHCl_3$ + CH_2O_2 (flüssig) . + 9500 „
C_2HCl_3O (gasf.) + H_2O (gasf.) = $CHCl_3$ (gasf.) + CH_2O_2 (gsf.) + 14200 „

Die Wärmeentwickelung bei der Einwirkung von Kali auf unlösliches Chloral ist grösser als bei der Einwirkung auf lösliches Chloral oder Chloralhydrat:

E_2HCl_3O (unlösl.) + KOH aq = $CHCl_3$ aq + CHO_2K . +16160 Cal.

Nach den Messungen des Verfassers ist ferner:

die specifische Wärme
des Chlorals zwischen 17 und 81^0 0,259
„ 17 „ 53^0 0,250
für 147,5 g . . . . +38,2
des festen Chloralhydrats zwischen 17 u. 44^0 . 0,206
für 165,5 g . . . . +34,1
des flüssig. Chloralhydrats zwischen 51 u. 88^0 . 0,470
für 165,6 g . . . . +77,8,

die Verdampfungswärme
des Chlorals für $C_2H . Cl_3O$ (=147,5 g) nach 2 Bestimmungen +7980 Cal. und 7290 Cal.
des Chloralhydrats (= 165,5 g) . . . . +21900 „
die Schmelzwärme des Chloralhydrats (= 165,5 g) 5500 „

Aus den vorstehenden Zahlenwerthen hat Berthelot die Wärmemengen berechnet, welche bei der Vereinigung des Chlorals mit Wasser entwickelt werden, nämlich:

C_2HCl_3O (flüssig) + H_2O (flüssig) = C_2HCl_3O . H_2O (fest)
bei 16^0 . . . . +12150 Cal.
„ 0^0 (das Wasser flüssig) . . . . +11790 „
„ 0^0 (das Wasser fest) . . . . +10360 „
„ 46^0 (das Wasser flüssig, das Hydrat fest) . . +12810 „
„ 46^0 (alle drei Verbindungen flüssig) . . . . . + 7310 „
„ $96,5^0$ (alle drei Verbindungen flüssig) . . . . + 6230 „

Lbg.

XX. ***H. Debray.*** *Ueber ein neues Product der Oxydation des Bleies und einige Dissociationsphänomene* (C. R. LXXXVI. p. 513—517. 1878.).

Debray fand, dass das Bleisesquioxyd wie der kohlensaure Kalk beim Erhitzen in einem geschlossenen Raum nur eine begrenzte Zersetzung erleidet, die aufhört, sobald der Druck der frei werdenden Gase eine bestimmte Grösse überschreitet. E. W.

XXI. ***O. Kessler.*** *Kaustische Linien in kinematischer Behandlung* (Schlömilch, Z. S. f. Math. u. Phys. XXIII. p. 1—34. 1878.).

Zur Ableitung der kaustischen Linien benutzt der Verf. die Principien der kinematischen Geometrie und behandelt zunächst nur die durch die Reflexion des Lichtes am Kreis, der Parabel und der Ellipse entstehenden. Dabei gelangt er in sehr einfacher Weise zu den Eigenschaften derselben, wie sie in dem gegebenen Umfang wohl noch nicht entwickelt worden sind. E. W.

XXII. ***Matthiessen.*** *Eine neue Messungsmethode der Constanten optisch ein- und zweiaxiger Krystalle* (Schlömilch, Z. S. f. Math u. Phys. XXIII. p. 187—191. 1878.).

Der Verfasser hat mit dem Abbé'schen Refractometer die Brechungsexponenten der verschiedenen durchsichtigen Medien des menschlichen Auges gemessen und folgende Werthe gefunden:

Wasser bei 12,5° 1,3326.

Hornhaut	1,3750	Mittlere Schicht	1,4075
Kammerwasser	1,3351	Kernsubstanz	1,4154
Vordere Linsenkapsel	1.3750	Hintere Linsenkapsel	1,3600
Corticalschicht	1,3867	Glaskörper	1,3348

Den Grad der Zuverlässigkeit dieser Modification der Wollaston'schen Methode zeigen weitere Bestimmungen des Refractionscoëfficienten eines mikroskopischen Deckgläschen, das mit verschiedenen Flüssigkeiten zwischen die

Prismen des Refractometers gebracht wurde. Es fand sich für Natriumlicht bei Anwendung von:

Styrol: 1,5216 bis 1.5221; Nitrobenzol: 1,5218 bis 1,5219; Cassiaöl: 1,5210 bis 1,5215; Schwefelkohlenstoff: 1,5203 bis 1,5214.

Die somit als zuverlässig anerkannte Methode wandte Matthiessen auch auf doppelbrechende Körper an.

Es wurde ein Gypsblättchen in das Refractometer gebracht, die Hauptaxe des Krystalls in die Refractionsebene der Prismen gelegt, diese Lage als Azimuth 0° bezeichnet und bei successiver Drehung für 12 gleichmässig vertheilte Azimuthe der Index des ausserordentlichen Strahles gemessen, und durch die Reciproken dieser Werthe die Radien der Wellenfläche bestimmt. Matthiessen berechnet hieraus die Hauptindices des Gypses für den Strahl D zu 1,5195; 1,5218; 1,5283; während nach Ångström dieselben 1,52056; 1,52267; 1,52975 sind. — In gleicher Weise wurden die optischen Constanten eines rhombischen Glimmerblättchens zu 1,5692; 1,6049; 1,6117 bestimmt. Der Krystall ist negativ. Die Axe der grössten Elasticität ist die erste Mittellinie und der Winkel der optischen Axen 17°47′40″.

Zn.

XXIII. ***Mascart.*** *Die Refraction einiger organischer Verbindungen in gasförmigem Zustande* (C. R. LXXXVI. p. 1182—85. 1878.).

Nach seiner bekannten Methode hat Hr. Mascart die Refraction einer Reihe von Körpern bestimmt, deren Siedepunkt unter 100° lag. Die Dämpfe befanden sich unter sehr niedrigem Drucke; ihre Temperatur lag nahe bei 12°. — Die beobachteten Refractionswerthe waren, der der Luft gleich 1 gesetzt, die folgenden:

1) Methylreihe.

Sumpfgas	1,51	Chloroform	4,98
Methylchlorür	2,96	Vierfach Chlorkohlenstoff	6,05
„ bromür	3,28	Essigs. Methyl	3,87
„ jodür	4,33	Methylalkohol	2,12
„ cyanür	2,64	Methyläther	3,03

2) Aethylreihe.

Oelbild. Gas	2,46	Ameisens. Aethyl	4,05
Aethylchlorür	4,01	Essigs. Aethyl	4,79
„ bromür	4,16	Alkohol	3,01
„ jodür	5,47	Aether	5,25
Aethylenchlorür	4,82	Aldehyd	2,76

Aceton . . . 3,74.

3) Verschiedene Körper.

Acetylen	2,075	Amylen	5,76
Allylen	4,04	Amylenhydrat	5,82
Allylchlorür	4,91	Benzin	6,20
Propylen	3,81		

Die vorstehenden Verbindungen zeigen, gleich den in früheren Arbeiten untersuchten Gasen, dass im allgemeinen die Refraction einer Verbindung kleiner ist, als die Summe der Refractionen der Bestandtheile, wobei letztere selbstverständlich auf das Volumen der Verbindung ausgedehnt zu denken sind. Nur Stickoxydul, Stickoxyd, Untersalpetersäure und Ammoniak zeigten die hiernach berechnete Refraction, wobei auffällig ist, dass die Verbindungswärme der drei ersten Gase entgegengesetzten Zeichens von der des letzten ist.

Auch Jodwasserstoff ist endothermisch, während seine Refraction unter der berechneten bleibt.

In gleicher Weise zeigen die organischen Verbindungen, dass es keine einfache Methode gibt, lediglich aus der Elementarformel eines Körpers die Refraction desselben zu berechnen.

Regelmässigkeiten, z. B. dass Benzin C_6H_6 die dreifache Refraction des Acetylens C_2H_2 besitzt, haben zahlreichen, gegentheiligen Erfahrungen gegenüber keine allgemeine Bedeutung. Zn.

XXIV. ***W. Gercken.*** ***Ueber die mathematische Theorie der Dispersion des Lichtes*** (Göttingen, Druck d. Univ.-Buchdr. von E. A. Huth. 1877.).

Nach einer längeren historischen Einleitung theilt der Verfasser seine zur Prüfung der verschiedenen Dispersions-

formeln an Benzoylchlorid, Oleum Cinnamoneum und an einem Thalliumprisma angestellten Versuche mit. Der brechende Winkel des letzteren betrug 60° 12′ 40″,3. Die Brechungsexponenten desselben wurden mittelst der Minimalablenkung, die der Flüssigkeiten in einem Meyerstein'schen Hohlprisma mit brechendem Winkel von circa 27° unter Anwendung des rechtwinkligen Austrittes ermittelt.

Die geprüften Formeln waren: die einfache Cauchy'sche:

$$n = \alpha + \frac{\beta}{\lambda^2},$$

die Christoffel'sche:

$$n = \frac{n_0 \sqrt{2}}{\sqrt{1 + \frac{\lambda_0}{\lambda}} + \sqrt{1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}}},$$

die von van der Willigen erweiterte Cauchy'sche Formel:

$$n = \alpha + \frac{\beta}{\lambda^2} + \frac{\gamma}{\lambda^4},$$

die Kettler'sche:

$$\frac{1}{n^2} = K + \alpha l^2 + \frac{\beta}{l^2} + \frac{\gamma}{l^4}$$

(eine durch Fortlassung des letzten Gliedes erhaltene, aus der sich für n^2 ergibt:

$$n^2 = -\frac{\lambda^2 K}{\beta} - \sqrt{\frac{\lambda^4 K^2}{\beta^2} + \frac{\lambda^2}{\beta}(1 - \alpha\lambda^2)}$$

und endlich die rein empirische Formel von Willibald Schmidt:

$$n = \alpha + \frac{\beta}{\lambda} + \frac{\gamma}{\lambda^4}.$$

Die Tabellen enthalten die für die obigen drei Körper beobachteten und die für das Benzoylchlorid berechneten Werthe, sowie die Werthe der Constanten in den verschiedenen Formeln.

Als am besten mit der Erfahrung übereinstimmend erwies sich die rein empirische Relation Schmidt's, am ungünstigsten gestalteten sich die Verhältnisse für die allgemeine Formel Kettler's, indem hier schon kleine Fehler in den Messungen grosse Fehler in den zu bestimmenden Constanten nach sich ziehen.

Tabelle I.

Benzoylchlorid.

	A	a	B	C	D	E	b	F	G	H
λ .	0,7604	0,7184	0,6867	0,6562	0,5892	0,5269	0,5166	0,4861	0,4307	0,3968
n .	1,54377	1,54596	1,54794	1,55001	1,55618	1,56456	1,56624	1,57221	1,58797	1,60279
Cauchy I .	1,54377	1,54628	1,54849	1,55093	1,55767	1,56637	1,56813	1,57398	1,58797	1,59956
Christoffel	1,54377	1,54606	1,54808	1,55035	1,55672	1,56519	1,56700	1,57298	1,58797	1,60123
Cauchy II	1,54377	1,54590	1,54783	1,54999	1,55618	1,56466	1,56643	1,57251	1,58797	1,60187
Kettler II	1,54414	1,54602	1,54777	1,54981	1,55592	1,56444	1,56622	1,57243	1,58827	1,60259
Schmidt	1,54377	1.54597	1,54792	1,55008	1,55620	1,56456	1,56630	1,57235	1,58814	1,60279
Oleum Cinnammoneum.										
n beobachtet	1,56272	1,56603	1,56883	1,57220	1,58126	1,59431	1,59698	1,60702	—	—
Thalliumprisma.										
n beobachtet	1,73667	1,73949	1,74192	1,74471	1,75242	1,76284	1,76484	1,77229	1,79115	—

Tabelle II.

		Cauchy I.	Cauchy II.	Kettler I.	Kettler II.		Christoffel.
Benzoylchlorid	k	—	—	0,42674	0,43341	—	n_0 2,15761
	α	1,52289	1,52766	0,00453.4	−0,01269	1,51560	λ_0 0, 2295.6
	β	0,01207	0,00842	−0,00189.4	−0,00265	0,01923	—
	γ	—	0,00051.4	−0,00002.573	—	0,00096	—
Oleum Cinnammoneum	k	—	—	0,41532	0,42196	—	n_0 2,17312
	α	1,53211	1,54079	0,01494	0,00501	1,52637	λ_0 0, 2721.0
	β	0,01770	0,01065	−0,00192.1	−0,00319	0,02355	—
	γ	—	0,00118	−0,00007.1	—	0,00179.8	—
Thalliumprisma	k	—	—	0,33663	0,34121	—	n_0 2,42486
	α	0,71094	1,71566	0,00953.9	−0,00483	1,69815	λ_0 0, 2384.4
	β	0,01488	0,01128	−0,00127.3	−0,00169	0,02690	—
	γ	—	0,00050.5	−0,00001.130	—	0,00105	—

Von der Sellmeier'schen Theorie der Dispersion glaubt der Verf., dass sie nur für feste Körper Geltung haben könne, da sie nicht auf die translatorischen Bewegungen der Molecüle in den Flüssigkeiten eingehe, sondern nur deren Rotationen und Oscillationen berücksichtige. E. W.

XXV. ***J. L. Soret. Ueber die ultravioletten Absorptionsspectren der Gadoliniterden*** (C. R. LXXXVI. p 1062—64. 1878.).

Auf Anregung von Marignac, der mit Delafontaine im Gadolinit ausser Yttrium und Erbium gegen Bahr und Bunsen die Existenz eines dritten Metalles Terbium annimmt und die eines vierten, noch nicht benannten muthmasst, untersuchte Hr. Soret drei verschiedene Lösungen der Gadoliniterden in Salzsäure spectroskopisch. Die Untersuchung geschah für das ultraviolette Spectrum, da ausser bei dem Erbium das sichtbare Spectrum keinen markirten Absorptionsstreifen zeigt.

Die erste Lösung ($ErCl^2 + 50aq$) enthielt möglichst reines Erbiumchlorür und zeigte vier charakteristische Streifen von h bis N. Eine Lösung der gelben Erde dagegen, von Marignac als $TrCl^2 + 50aq$ angesehen, liess sieben Streifen zwischen G und R wahrnehmen, von denen nur einer mit einem Erbiumstreifen zusammenfiel. Da nun Hr. Soret beim Yttriumchlorür keinerlei Streifen fand, so gehört das zweite Spectrum nach ihm dem Terbium oder einer vierten noch unbekannten Erde an. — Für die letztere Alternative entscheidet sich der Verfasser aus dem Grunde, weil das Spectrum einer dritten Gadoliniterdenlösung von doppelter Concentration ($2RCl^2 + 50aq$) sich aus den beiden erst erwähnten Spectren zusammengesetzt, aber beide Arten von Streifen deutlicher ausgeprägt zeigt. Folglich müsste sie auf 50 aq mehr als ein Aequivalent Erbiumchlorür, aber auch mehr von der electiv absorbirenden Substanz der zweiten Lösung enthalten, als jene, die darum wohl nicht das Terbium sein kann, welches in

reinem Zustande viel mehr ein continuirliches Spectrum geben würde. Zn.

XXVI. *Gouy. Ueber die Absorption des Lichtes in farbigen Flammen* (C. R. LXXXVI. p. 1078—80. 1878.).

Im vorliegenden Aufsatze bespricht Hr. Gouy im Anschluss an eine frühere Publication (vgl. Beibl. II) die Transparenz von Flammen, welche beinahe homogene Strahlengattungen aussenden, für eben diese Lichtarten.

Es ergab sich in den meisten Fällen eine nicht ganz unbeträchtliche Absorption, indem die Helligkeit k zweier Flammen von der Intensität 1 unter dem Werthe 2 blieb.

Die Natriumstreifen ergaben bei geringen Lichtstärken für $2-k$ einen von Null an der Intensität ziemlich proportional wachsenden Werth; weiterhin nähert sich k allmählich einem Minimum 1,38, nimmt dann wieder langsam bis auf 1,45 zu, während die Lichtstärke bis zum Doppelten und Dreifachen der dem Minimalwerthe entsprechenden wächst, und vermindert sich dann wieder ausserordentlich langsam. Ist die Intensität auf das Zehnfache jenes Werthes gestiegen, so ist k gleich 1,35 statt 1,38.

Gouy schreibt anderen schmalen Flammenstreifen analoge Eigenschaften zu, doch liess sich die Curve der k nicht entsprechend weit, wie beim Natrium, verfolgen.

Lithium zeigte ein Minimum von 1,32 und den Maximalwerth 1,39. Die blaue Linie des Strontiums, die violetten Linien von Rubidium, Calcium geben nur Hinweis auf ein wahrscheinlich mit 1,35; 1,44 und 1,25 resp. zu erreichenden Minimum. Die Linien Rb (4216) und Ba (5535) gaben nur den Anfangsverlauf der Function. An der rothen Kaliumlinie liess sich dagegen wegen ihrer Lichtschwäche nur die spätere Reihe von Werthen bestimmen, wo k beinahe constant, ungefähr 1,46 ist.

Schliesslich macht der Verfasser darauf aufmerksam, dass die Abweichungen der beobachteten Absorptionen von den für absolut homogenes Licht, nach der bekannten Abhängigkeit von der Schichtendicke berechneten Werthen

auf die Zusammensetzung der betreffenden Linien aus verschieden intensiven Strahlenbündeln schliessen lassen.

Einige Beobachtungen über diese Nichthomogenëität einzelner Streifen, unter anderem die, dass die hellen Baryumbanden, wie bekannt, aus einer grossen Anzahl feiner Streifen zusammengesetzt sind, wurde mit dem Thollon'schen Spectroskope ausgeführt und bestätigen das über die Vorzüglichkeit dieser optischen Combination schon Bekannte.

Zn.

XXVII. *L. Pfaundler. Ueber die Anwendung des Doppler'schen Princips auf die fortschreitende Bewegung leuchtender Gasmolecüle* (Wiener Ber. LXXVI. p. 1—7. Dec.-Heft. 1877.).

Pfaundler hat in analoger Weise wie Lippich[1]), dessen Abhandlung ihm indess erst kurz vor Absendung der letzten Correctur bekannt wurde, aus dem Doppler'schen Princip und der kinetischen Gastheorie unter der Annahme, dass alle Molecüle gleiche Geschwindigkeiten besitzen, die Verbreiterung der Linie F berechnet und findet für eine absolute Temperatur von etwa 5000°, die er der Funkenbahn zulegt, eine Verbreiterung, die gleich dem 24. Theil des Abstandes der beiden D-Linien, also mit dem Reversionsspectroskop beobachtbar ist.

E. W.

XXVIII. *O. Hesse. Ueber das optische Drehungsvermögen flüssiger und gelöster Substanzen* (Lieb. Ann. CXCII. p. 161—169. 1878.).

Zunächst bemerkt der Verf., dass in der von Landolt gegebenen Zusammenstellung activer Substanzen (Beibl. II. p. 92) das optisch active Chinamin, Paytin und Apin unerwähnt geblieben ist; dagegen das optisch inactive Ploretin als links drehend aufgeführt sei.

Löst man einen Körper in einem Lösungsmittel, so geht derselbe in einen gewissen, vom Lösungsmittel ab-

1) Pogg. Ann. CXXXIX. p. 465. 1878.

hängigen flüssigen Zustand über, dessen Dichte δ wir nicht kennen. Es lässt sich daher hier auch nicht ohne weiteres die Formel von Biot $(\alpha) = \frac{\alpha}{l\delta}$ anwenden. Das Drehungsvermögen, welches der Körper in einem von uns flüssig gedachten Zustande besitzt, wenn es aus obiger Formel berechnet wird, bezeichnet Hesse als sein begrenztes, limitirtes; es ist dies z. B. für in Wasser gelösten Rohrzucker = 64,156°. Besondere Versuche zeigten dem Verf., dass ein Körper im geschmolzenen Zustande ein anderes Drehungsvermögen besitze als im gelösten, so zeigt der geschmolzene Rohrzucker ein Drehungsvermögen $(\alpha_D) = + 45{,}81^0$ und zwar ist dasselbe je nach der Zeitdauer des Schmelzens verschieden. Ebenso hängt dasselbe bei demselben Lösungsmittel in einzelnen Fällen davon ab, ob die Lösung bei niederer oder höherer Temperatur etc. hergestellt worden ist, so dass ein Körper mehrere limitirte Drehungsvermögen haben kann.

E. W.

XXIX. ***O. Hesse.*** ***Ueber Glycose*** (Lieb. Ann. CXCII. p. 169—173. 1878.).

XXX. — ***Ueber Phlorose*** (ibid. p. 173—175.).

XXXI. — ***Ueber Phytosterin und Cholesterin*** (ibid. p. 175 —179.).

XXXII. — ***Ueber Euphorbon*** (ibid. p. 193—195.).

Der Verfasser hat Glycose aus Honigzucker dargestellt und bei der Temperatur $t = 15^0$, dem Procentgehalt $p = 3$ in wässriger Lösung, einer Länge der Röhre $l = 220$, eine Drehung $\alpha = + 3{,}34^0$ erhalten, so dass $(\alpha_D) = + 50{,}6^0$. Bei längerem Erwärmen an der Luft verliert dieselbe an Drehungsvermögen.

Das aus dem aus Stärkezucker hergestellten Glycosehydrat erhaltene Anhydrid zeigt für $p = 6$, $(\alpha_D) = 52{,}65$; für $p = 20$, $(\alpha_D) = 53{,}13$.

Phlorose in Wasser gelöst zeigt bei 15° für $p = 8$, $(\alpha_D) = 39{,}90$, für $p = 10{,}52$, $(\alpha_D) = 39{,}70$.

Phytosterin in Chloroform gelöst zeigt für $p = 1{,}636$, $t = 15$, $(\alpha_D) = - 34{,}2$.

Entwässertes Cholesterin gibt in Aether gelöst bei $t = 15^0$, $p = 2$, $(\alpha_D) = -31,12$; in Chloroform gelöst bei derselben Temperatur und $p = 2$, $(\alpha_D) = -37,02$; $p = 5$, $(\alpha_D) = -37,81$; $p=8$, $(\alpha_D)=-38,63$, so dass für wasserfreies Cholesterin in chloroformischer Lösung:

$$(\alpha_D) = -(36,61 + 0,249\,p).$$

Euphorbon zeigt bei $t = 15^0$ in Chloroform für $p = 4$, $(\alpha_D) = +18,8$; in Aether für $p = 4$, $t = 15$, $(\alpha_D) = 71,7$.

E. W.

XXXIII. ***J. Rand Capron.*** ***Photographed Spectra*** (London, Spon. 1877.).

Das Buch des Hrn. Capron enthält 136 autotypirte Spectralbilder. Hiervon gehören etwa 50 verschiedenen Gasen, die übrigen wesentlich Metallen an.

Der Verfasser beabsichtigt, in gerechter Würdigung der Vorzüge photographischer Wiedergaben selbst vor den besten Zeichnungen, zunächst den allgemeinen Anblick der verschiedenen Spectra in objectiver Weise zu fixiren und somit allen, die mit Spectroskopen von geringer Dispersion arbeiten, eine bisher oft schwer durchzuführende Vergleichung zu ermöglichen.

Die meisten Abbildungen geben die Spectralregion etwa zwischen $\lambda = 3950$ bis $\lambda = 5000$ auf dem Raume von ungefähr 9 cm, können also in keiner Weise darauf Anspruch machen, die Wellenlänge der Linien mit einiger Sicherheit festzustellen. Referent hat sich durch zahlreiche Messungen überzeugt, dass auch keineswegs die mitgetheilte Reduction für Wellenlängen auf alle Spectren mit der ganzen Genauigkeit der Linearmessungen anzuwenden ist. Dasselbe bestätigen genauere Angaben eines Recensenten im Phil. Mag. (5) V. 225. Der Werth des Capron'schen Buches wird aber wesentlich dadurch erhöht, dass der Verf. die Dimensionen der Bilder möglichst denen in Lecoq de Boisbaudran's Spectres lumineux angepasst hat, die an Genauigkeit der Messungen bekanntlich nichts zu wünschen übrig lassen.

Die Spectren der Metalle sind entweder die des zwi-

schen metallischen Spitzen überspringenden Funkens oder des galvanischen Lichtbogens. Die Metalle befanden sich im regulinischen Zustande. Lösungen wie bei Lecoq wurden nicht als Electroden verwandt. Die Funken wurden öfters nach Lockyer's Verfahren aufgenommen, indem ein Bild auf dem Spalt erzeugt wurde. Dadurch wurde es möglich, auch zwei verschiedene Metalle gleichzeitig als Electroden zu benutzen.

Da das Capron'sche Buch in der Hauptsache noch nicht verarbeitetes Material bietet, wird es beim praktischen Arbeiten mit dem Spectroskope willkommen sein. — Vorzüglich brauchbar erscheinen Referenten die Photographien des Sonnenspectrums, von dem in der Bildgrösse der gewöhnlichen Spectroskope bisher noch keine ausreichenden Zeichnungen vorliegen. Zn.

XXXIV. ***F. Lesser.*** ***Anwendung des Sauerstoff-Schwefelkohlenstoff-Lichtes in der Photographie*** (Phot. Arch. 1878. p. 70. Dingler J. CCXXVIII. p. 284—285. 1878.).

Bei Belichtung von Bromsilberplatten durch genau gleich grosse Theile der obigen Flamme und von Magnesiumlicht in gleichen Zeiten (etwa $^1/_3$ Sec.), übertraf das Magnesiumlicht stets das Sauerstoff-Schwefelkohlenstofflicht an Wirkung. Wurden die Versuche ohne Anwendung von Blenden angestellt, wirkten also nicht gleich grosse Theile der beiden Lichtquellen, sondern diese in ihrer Gesammtheit, so war das Resultat ein umgekehrtes, entsprechend den Beobachtungen anderer. E. W.

XXXV. ***H. Fritsch.*** ***Theorie der ruhenden Electricität, behandelt mit Baconischer Induction*** (Realschulprogramm, Königsberg 1878. p. 1—18.).

Indem Verfasser die drei electrischen Theorien, welche sich auf die Hypothese der electrischen Fluida, auf die Aetherhypothese und auf die Annahme von Rotationen gründen, beleuchtet, sucht er auf inductivem Wege zu be-

weisen, dass die Annahme von Rotationen, ähnlich wie Hankel sie bei seiner Theorie der electrischen Erscheinungen (Pogg. Ann. CXXVI. p. 440. 1865) gemacht hat, die physikalisch allein mögliche sei. W. F.

XXXVI. ***A. Roiti.*** ***Ueber die Constanten der Holtz'schen Influenzmaschine*** (Nuov. Cim. (3) III. März bis April. 1878.).

Während Rossetti (Pogg. Ann. CLIV. p. 507) die electromotorische Kraft und den inneren Widerstand der Influenzmaschine durch das Galvanometer bestimmt hat, versucht der Verfasser, dasselbe mit dem Thomson'schen Electrometer zu thun. Eine Holtz'sche Maschine verbindet er durch einen Widerstand mit einer galvanischen Batterie in gleichem Sinne zu einem Schliessungsbogen. Die eine Electrode der Maschine wird zur Erde abgeleitet, die andere ist einmal durch einen Flüssigkeitswiderstand q', ein anderes Mal durch zwei solche Widerstände q und r mit der galvanischen Batterie verbunden. Im ersten Falle wird q' so regulirt, dass zwischen ihm und der Batterie ein angelegtes Electrometer keinen Ausschlag gibt, im zweiten q und r so, dass zwischen letzteren die Spannung Null herrscht.

Bezeichnet dann M und m resp. die electromotorische Kraft und den inneren Widerstand der Maschine, P und p aber dieselben Grössen für die Batterie, so findet man nach dem Ohm'schen Spannungsgesetz:

$$M = \frac{Pr}{q - q'}; \qquad m = \frac{p + q'}{q - q'} r = \frac{q'}{q - q'} r,$$

wenn p (wie hier der Fall) gegen q' sehr klein ist. Indem r immer ein und denselben Werth behält, kann man M mit $\frac{1}{q - q'}$ und m mit $\frac{q'}{q - q'}$ proportional setzen.

Indem Verfasser die bezüglichen Werthe für zwei verschiedene Rotationsgeschwindigkeiten der Scheibe sucht, findet er, dass die electromotorische Kraft M der Maschine mit der Rotationsgeschwindigkeit v proportional oder sogar etwas rascher zunimmt, dass dagegen der innere Wider-

stand m der Maschine weniger veränderlich ist und nur schwach abnimmt, wenn v wächst.

Die aus beiden Grössen berechnete Stromstärke nimmt wie bei Rossetti mit wachsender Geschwindigkeit langsam zu. Für electromotorische Kraft und inneren Widerstand hat der letztere indess andere Gesetze gefunden, nämlich eine Constanz der electromotorischen Kraft und eine annähernd umgekehrte Proportionalität des inneren Widerstandes mit der Drehungsgeschwindigkeit der Maschine.

Bei den genannten Versuchen hatte Verf. das Electrometer mit dem Schliessungsbogen in constanter Berührung erhalten und den Strom erst kurz vor der Beobachtung in Thätigkeit gesetzt. In Befürchtung, dass an den Enden der Flüssigkeiten Anhäufungen von Electricität wie bei Condensatoren stattfinden und störend einwirken könnten, machte er dann die entgegengesetzte Disposition, indem er das Electrometer erst kurz vor der Beobachtung mit dem constant fliessenden Strom in Verbindung setzte. Die hierbei erhaltenen Resultate näherten sich in der That denen Rossetti's, indem M sich als langsam mit v zunehmend zeigte, während m mit wachsendem v rascher abnahm als bei den früheren Versuchen.

Fernere Versuche wurden angestellt mit einem ähnlichen Arrangement wie bei Rossetti; die Maschine war einmal durch den Widerstand ϱ (eine grosse Ruhmkorff'sche Inductionsspirale), ein ander Mal durch die Widerstände ϱ und r geschlossen. Während das eine Ende von ϱ abgeleitet war, wurde mit dem Electrometer die Spannungsdifferenz an beiden Enden gemessen; dieselbe ist nach dem Ohm'schen Gesetze in dem ersten Falle:

$$D' = \frac{\varrho M}{m + \varrho}, \quad \text{im zweiten } D = \frac{\varrho M}{m + \varrho + r}.$$

Werden hieraus M und m gebildet, und die Beobachtungswerthe eingesetzt, so zeigt sich eben wie früher, dass M direkt, dagegen m umgekehrt mit v zunimmt.

Diese Discordanz mit den Versuchen Rossetti's

glaubt Verfasser aus den Unregelmässigkeiten electrischer Ausströmungen an dem Pole der Maschine erklären zu können, wodurch bei Rossetti eine Art Nebenschliessung mit dem Erdboden stattgefunden hätte, während sie bei seinen eigenen Versuchen durch isolirende Ueberzüge der Zuleitungen unterdrückt gewesen wäre. Im Falle einer solchen Nebenschliessung, die mit wachsendem v wirksamer würde, könnte M, wie er meint, wachsen, ohne dass man dies am Galvanometer oder Electrometer zu bemerken brauche, und m dementsprechend nur scheinbar abnehmen mit wachsendem v.

Versuche, bei denen die Verbindung zwischen Pol und Widerstand weniger gut gegen Ausstrahlung isolirt war, schienen diese Ansicht zu bestätigen, indem nunmehr diese Resultate mit denen Rossetti's nahe übereinstimmten, also M nur wenig mit v zunahm.

Aus Electrometerversuchen, welche Roiti unter Vermeidung von Ausströmungen an den Enden eines verzweigten Schliessungsbogens machte, in dessen einem Zweige sich eine galvanische Batterie bald dem Strom der Maschine entgegen- bald gleichgerichtet befand, zog er den definitiven Schluss, dass:

1) Die electromotorische Kraft der Maschine mit der Rotationsgeschwindigkeit v proportional, 2) der innere Widerstand constant, also unabhängig von v sei.

Jedoch sind die Fehler der Versuche sehr gross und lassen eine absolute Bestimmung der Constante nicht zu, auch variirt bei Rossetti der Werth von v innerhalb weiterer Grenzen.

Nachdem Verf. noch die Unregelmässigkeiten electrischer Ausströmung an den Polen der Maschine, oder die Fluctuationen des Stromes durch das Telephon nachgewiesen hat, macht er zum Schlusse einige Einwendungen gegen das von Wiedemann behauptete leichtere Ausströmen der —Electricität. Dadurch, dass an Seite der —Electrode die +Electricität vom Kamme zur Scheibe, also in der günstigeren Richtung von Spitze zu Fläche geht, glaubt er das zahlreichere Auftreten von Partial-

entladungen zwischen der —Electrode und der ihr gegenüberstehenden, abgeleiteten, wie es Wiedemann und Rühlmann (Pogg. Ann. CXLV. p. 235 u. 364) gefunden haben, erklären zu können; doch wäre dann ebenfalls zu beachten, dass, abgesehen von verschiedener Electricitätszufuhr, der Abstand derselben auch von Natur und Druck des Gases, von der Gestalt der Electroden u. s. w. der Geissler'schen Röhren abhängt.

W. F.

XXXVII. ***W. C. Röntgen. Ueber Entladungen der Electricität in Isolatoren*** (Götting. Nachr. 1878. p. 390—404.).

Der Verfasser sucht die Beziehungen zu erforschen, welche zwischen der zur Entladung nöthigen Spannungsdifferenz und der Natur des zu durchbrechenden Isolators etwa bestehen.

Nachdem er bei festen Isolatoren keine übereinstimmenden und brauchbaren Resultate erhalten, beschränkt er sich auf die Untersuchung bei Gasen.

Zu diesem Zweck leitet er den einen Pol einer Influenzmaschine direct, den anderen durch zwei Zweige zur Erde. In dem einen Zweige befindet sich ein variabler Flüssigkeitswiderstand w, in dem anderen eine Funkenstrecke und ein Galvanometer. Die Potentialdifferenz auf den beiden Electroden der Funkenstrecke wird an einem Electrometer abgelesen, welches „nach Art des Thomson'schen Quadrantenelectrometers“ construirt ist. Lässt man den Widerstand w von Null aus zunehmen, so beginnt erst bei einem bestimmten Werthe der Spannungsdifferenz ein Uebergang von Electricität auf der Funkenstrecke. Dieser Werth hängt indess derartig von Nebenumständen ab, dass er sich zur Untersuchung nicht eignet.

Einen für die Untersuchung geeigneteren Werth findet man, wenn man w von ∞ abnehmen lässt und den Potentialunterschied der Electroden für den Fall beobachtet, wo der Electricitätsübergang zwischen denselben aufzuhören beginnt. Diesen Werth nennt der Verf. Minimal-Potentialdifferenz (=M. P.).

Bei einiger Ueberlegung springt es sofort in die Augen, dass dies genau derselbe Werth ist, den Wiedemann und Rühlmann bei ihren, übrigens in vorliegender Abhandlung nicht erwähnten Untersuchungen über den „Durchgang der Electricität durch Gase" (Pogg. Ann. CXLV. p. 235 u. 364. 1872) auf ganz andere Weise beobachtet haben.

Während Röntgen direct am Electrometer den Potentialunterschied bestimmt, welcher nicht unterschritten werden darf, wenn auf eine Partialentladung eine zweite folgen soll, messen die Ebengenannten in dem einfachen Schliessungsbogen den diesem Potentialunterschied (nach Reduction auf gleiche Anfangsgeschwindigkeit der Maschine und gleiche Stärke ihres Entladungsstromes) proportionalen Zeitabstand zweier Partialentladungen. In beiden Fällen erstreckt sich die Untersuchung auf verschiedene Gase unter verschiedenem Drucke. Als abweichend dürfte aber besonders hervorgehoben werden, dass bei Wiedemann und Rühlmann die Entladung stets zwischen Kugeln von gleicher oder verschiedener Grösse, in verschiedenen Abständen, bald in der einen, bald in der anderen Richtung hervorgerufen und untersucht wurde, während bei Röntgen die Entladung stets zwischen einer feinen Spitze und einer ausgedehnten Fläche in einem gegenseitigen Abstand von 19,3 mm erfolgte, wobei in der Regel die +Electricität die Richtung von Spitze zu Fläche hatte.

Die aus den aufgeführten Beobachtungsreihen sich ergebenden Resultate (die vom Verf. jedoch nur als vorläufig betrachtet werden) lassen sich in folgendem kurz zusammenfassen:

1) Bei einer Druckabnahme bleibt die zur Entladung in Luft nothwendige Minimalspannungsdifferenz M. P. anfangs (bis zu etwa 200 mm Quecksilberdruck) dem Druck proportional, bei einer weiteren Druckabnahme nimmt sie dagegen immer rascher und rascher ab. Es stimmt dies überein mit den Resultaten von Wiedemann und Rühlmann.

2) Bei anderen Gasen verhält es sich ähnlich und zwar in der Weise, dass M. P. $\times$ *L*, wo *L* die moleculare Weglänge für das betreffende Gas bedeutet, einen bei den untersuchten Gasen (H_2, O_2, CO, CH_4, N_2O, CO_2) nahe zu constanten, oder, wie wir lieber sagen wollen, wenig verschiedenen Werth hat. Eine Ausnahme zeigte nur ölbildendes Gas, wofür als Grund eine Zersetzung durch die Entladung angenommen wird. — Die Vergleichung der Gase darf dabei selbstverständlich nur unter gleichen Druck- und Temperaturverhältnissen geschehen.

3) Die zur Entladung (in Luft oder Wasserstoff) nothwendige Spannungsdifferenz M. P. ist ceteris paribus kleiner bei —Ladung der Spitze, als bei +. Röntgen findet also, wie Wiedemann und Rühlmann, ein leichteres Uebergehen der — als der + Electricität.

4) Wird der dem M. P. entsprechende Widerstand in dem Nebenzweige vergrössert, so wächst die Spannungsdifferenz der Electroden, und die Stromstärke nimmt zu. Die Stromstärke nimmt viel rascher zu als die Potentialdifferenz. Der Ueberschuss der letzteren über M. P. mit der Stromstärke *i* verglichen, zeigt (vom ersten Anfange abgesehen) eine etwas langsamere Zunahme als *i*.

5) Bei einer bestimmten Potentialdifferenz nimmt die Stromstärke mit abnehmendem Drucke in steigendem Grade zu. Für einen bestimmten Ueberschuss der Spannungsdifferenz über M. P. ergab sich keine einfache Beziehung der Stromstärke zum Druck.

Für die Fälle 2, 4 und 5 hat der Verf. Curven construirt und der Abhandlung beigegeben. W. F.

XXXVIII. ***J. E. H. Gordon.*** *Messung electrischer Constanten. II. Ueber die specifische inductive Capacität verschiedener Dielectrica* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 270 —271. 1878. Auszug.).

Die noch nicht genauer beschriebene Methode ist eine Nullmethode, die Electrisirung wechselt 12000 mal in der Secunde, so dass keine Ladung oder Spannung erzeugt

wird; die Potentiale der electrisirten Platten sind etwa gleich der von 2000 Elementen. Die festen Körper werden in Platten von 7 Zoll im Quadrat und 1/4—1 Zoll Dicke verwendet. Die Dielectricitätsconstanten ergeben sich im Mittel:

Ebonit	1,5621	Paraffin	1,4975
Guttapercha . , . .	1,5939	Schwefelkohlenstoff .	1,4474
Chatterton's Mischung	1.6080	Sehr dichtes Flintglas	1,6840
Schwarzer Kautschuk	1,5502	Leichtes Flintglas .	1,6677
Vulkanisirter „	1,5988	Hartes Crownglas .	1,6872
Schwefel	1,6127	Gewöhnliches Glas .	1,6911
Schellack	1,6362		

Die Zahlen sind viel kleiner als die von früheren Beobachtern erhaltenen, vielleicht infolge der kurzen Zeit der Electrisirung. G. W.

XXXIX. ***W. E. Ayrton und J. Perry. Ueber die Viscosität der Dielectrica*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 238—245. 1878.).

Vorläufige Anzeige von Versuchen, die Dielectricitätsconstanten einer Reihe von Condensatoren von verschiedenen Stoffen zu bestimmen; ebenso von Versuchen, wonach sich die Torsion eines durch eine Kraft tordirten Drahtes erst schnell, dann längere Zeit langsam vermehrt, und ebenso nach Aufhebung der tordirenden Kraft erst schnell, dann langsam abnimmt (was bereits lange bekannt ist). Ein ähnliches Verhalten wird bei der Ladung von Condensatoren beobachtet, so dass, je grösser ihre specifische Inductionsfähigkeit ist, desto kleiner auch der specifische Widerstand der Substanzen, desto grösser zugleich auch ihre Elasticität und entsprechend ihre erste electrische Ladung sein soll. (Die von den Verfassern wiederholt erwähnte Leitung des Glases bei verschiedenen Temperaturen, vgl. auch W. Thomson Proc. Roy. Soc. 1875 Nr. 162; Perry ibid. Vol. XXIII. p. 468 ist schon im Jahre 1854 von Beetz und Buff studirt worden, vgl. Wied. Galv. (2) I. § 191.) G. W.

XL. *E. Mascart. Einfluss der Electricität auf die Verdampfung* (C. R. LXXXVI. p. 575—576. 1878.).

Verfasser hat die Frage, ob durch Verdampfung Electricität entwickelt wird, umzukehren versucht. Ueber eine Reihe von Gefässen mit Wasser, welche zum Erdboden abgeleitet waren, wurde ein Drahtgitter ausgespannt und dies mit einem Pole der durch einen Wassermotor gedrehten Influenzmaschine verbunden. Dabei wurde die Spannung dieses Poles durch eine besondere, gegen den andern abgeleiteten Pol ausströmende Spitze constant erhalten. Eine andere gleiche Reihe von Gefässen war cet. par. mit einem abgeleiteten Drahtgitter überspannt. Blieb die Temperatur des Raumes hinreichend constant (4—6°), so war der günstige Einfluss der Electricität auf die Verdampfung unverkennbar, indem die letztere unter dem electrisirten Gitter bisweilen das doppelte von der Verdampfung unter dem abgeleiteten Gitter betrug. W. F.

XLI. *E. Mascart. Ein neues isolirendes Statif* (Nature XVIII. p. 44. 1878.).

In Anbetracht, dass der Electricitätsverlust durch die isolirenden Stützen in der Regel bedeutender ist, als der durch die Luft, wird als Statif eine Glasflasche verwandt, deren Boden nach aufwärts in eine Röhre ausgeblasen ist. Diese Röhre tritt durch den Hals der Flasche hinaus ohne ihn zu berühren, jedoch nur einen kleinen Zwischenraum (etwa von 2 mm) lassend, und ist einige Centimeter darüber zugeschmolzen. Hier wird eine Messingfassung aufgekittet, auf welche sich Teller, Kugeln etc. aufschrauben lassen. Der ringförmige Boden der Flasche wird mit einer Schicht Schwefelsäure bedeckt, wozu sich an der Seite ein Tubulus mit eingeschliffenem Stöpsel befindet. Die Bildung einer Feuchtigkeitsschicht auf der tragenden Glasröhre wird dadurch verhindert und hierdurch eine vortreffliche Isolation hergestellt. W. F.

XLII. ***W. E. Ayrton und J. Perry. Contacttheorie der voltaischen Wirkung*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 196 —219. 1878.).

Die Verfasser haben die Potentialdifferenzen zwischen verschiedenen Metallen und Flüssigkeiten gemessen. Ein horizontales Holzbrett lässt sich durch eine Schraube in verticaler Richtung auf und nieder bewegen und trägt auf je drei Stellschrauben in gleichen Abständen von seiner Drehungsaxe in diametraler Richtung einander gegenüberstehend eine Metallplatte *M* und ein flaches, mit einer Flüssigkeit *F* gefülltes Porcellangefäss. Durch Drehung des Holzbrettes können *M* und *F* ihre Stellen vertauschen. Ein von *M* ausgehender Metallstreifen von gleichem Metall taucht in die Flüssigkeit *F*. Isolirte Messingstäbe, deren untere Enden sich in *M* und in der Flüssigkeit spiegeln, gestatten, ihre oberen Flächen ganz gleich hoch zu stellen. Ueber *M* und *F* schweben zwei gleiche, horizontale, ganz blanke Messingplatten *A* und *B* an Glasstäben, welche von Blechhüllen umgeben sind, in denen sich zum Trocknen eine Bleirinne voll Bimsstein mit Schwefelsäure befindet. Durch Schrauben können die die Glasstäbe oben haltenden Messingfassungen so gestellt werden, dass beide Platten *A* und *B* genau in derselben Horizontalebene liegen. Beide sind durch Klemmschrauben und Drähte mit den isolirten Quadranten eines Quadrantelectrometers, sowie mit den isolirten Contacten eines Schlüssels von geringem Widerstand verbunden. Die den Platten zugekehrten Seiten des den Apparat tragenden Gestells sind mit Stanniol bekleidet. Dasselbe ist mit dem Electrometer und dem Schlüssel nebst Leitungsdrähten in einem mit einer Metallthüre versehenen Blechkasten eingeschlossen, durch den der Knopf des Schlüssels hindurchgeht.

Zur Messung der Potentialdifferenz zwischen *M* und *F*, wird erst die richtige Einstellung, Isolation und constante Stellung der Nadel des Quadrantelectrometers geprüft; dann werden *M* und *F* durch den ganz blanken Metallstreifen verbunden. Der Schlüssel wird geöffnet, die Ablenkung der Electrometernadel bestimmt; dann wer-

den durch Drehen *M* und *F* vertauscht und auf ganz gleiche Höhe gebracht wie vorher; erst der Schlüssel geschlossen und wieder nach dem Oeffnen die Ablenkung nach der entgegengesetzten Seite gemessen u. s. f. Darauf wurden, um das Electrometer zu graduiren, unter *A* und *B* in einem Abstand von 6,4 mm an Stelle von *M* und *F* zwei Messingplatten gebracht und durch geeignete Verbindung mit den Polen einer Daniell'schen Kette mit einer Potentialdifferenz geladen, die einem aliquoten Theil der electromotorischen Kraft der Kette entspricht. Durch einen Commutator kann die Verbindung der Pole mit den Platten gewechselt werden. Die Ablenkungen waren den Potentialdifferenzen der unteren Metallplatten proportional.

Bei den ferneren Versuchen konnte auch die Porzellanschale mit der Flüssigkeit *F* durch eine Metallplatte oder *M* durch eine zweite Schale voll einer zweiten Flüssigkeit *F'* ersetzt werden, die dann durch einen Docht mit *F* verbunden wurde. Die Abstände der Oberflächen von *A* und *B* betragen stets (a) 10,9 und (b) 10 mm. Wir geben nur die folgenden, direct beobachteten Zahlen an, um die sehr bedeutenden Abweichungen in den Resultaten zu bezeichnen. Zwischen den extremen Werthen in den Klammern ändern sich die Ablenkungen in unregelmässiger Reihenfolge. Das Vorzeichen gibt die Ladung des erstgenannten Körpers, die erste eingeklammerte Zahl die Zahl der Beobachtungen.

Zn Cu	(8)	+32,7	(27,0—35,0)
ZnCu, verb. durch reine conc. $ZnSO_4$-Lös. 17°C.	(6)	— 8,3	(7,5— 9,5)
10 Minuten später	(6)	— 7,9	(6.9— 8,7)
Zn, sehr verdünnte H_2SO_4.	(4)	— 7,7	(7,1— 8,1)
Cu, sehr verdünnte H_2SO_4	(2)	+ 1,35	(0,9— 1,2)
Zn, Wasser	(10)	— 5,15	(3,2— 7,2)
Zn Cu verb. durch saure Lösung von $ZnSO_4$	(10)	— 9,5	(7,7—12,1)
Zn Cu durch destillirt. Wasser verbund. 10° C.	(12)	— 8,9	(6,9—11,2)
dsgl. nach 2 Stunden	(6)	—11	(10,0—11,8)
dsgl. Wasser von 45—20°	(8)	—15,3	(12,0—17,0)

u. s. f.

Durch Vergleichung mit der durch ein Element von Latimer Clark erzielten Ladung ergab sich, wenn die

electromotorische Kraft desselben gleich 1,457 Volts gesetzt wird, in Volts:

ZnCu	0,75	Wasser, conc. $CuSO_4$-Lös.	−0,071
Zn, conc. $ZnSO_4$-Lösung	−0,358	Cu, conc. $CuSO_4$-Lösung	0,028
Zn, sehr verd. $ZnSO_4$-Lös.	−0,177	Cu, conc. $ZnSO_4$-Lösung	−0,113
Zn, dest. Wasser . . .	−0,126	Cu, sehr verd. $ZnSO_4$-Lös.	0,024
Zn, gew. „	−0,118	Cu, dest. Wasser . . .	0,074
Conc. $ZnSO_4$-L., c. $CuSO_4$-L.	−0.033		

Addirt man die electromotorische Kraft zwischen Zink und Kupfer zu der von Zink und Kupfer bei Verbindung mit einem Electrolyten, so erhält man die electromotorische Kraft der geschlossenen Kette, so ist z. B.:

					direct beobachtet.
Cu, $CuSO_4$	+ $CuSO_4$, $ZnSO_4$	+ $ZnSO_4$	+ ZnCu		
0,028	−0,33	+0,358	+0,750	= 1,103	1,068—1,081
Cu, $ZnSO_4$	+ $ZnSO_4$, Zn	+ ZnCu			
−0,113	+0,358	+0,750	= 0,990		1,01.

u. s. f.

Es ist also die Summe der einzelnen electromotorischen Kräfte gleich der gesammten electromotorischen Kraft der geschlossenen Kette.

Das von Fl. Jenkin ausgesprochene Resultat eines Versuchs von Thomson, dass zwei Platten von Kupfer und Zink in Wasser keine Spannungsdifferenz zeigen, obgleich Zink in Wasser negativ, Kupfer ebenso, aber schwächer negativ wird, bewährt sich also wenigstens bei längerem Contact nicht. (Die früheren Versuche von Kohlrausch, Hankel und Gerland beweisen bereits vollkommen diese von dem Verfasser beobachteten Thatsachen; auch dürfte die Theorie der Kette des Ref. die früheren Schwierigkeiten heben.) G. W.

XLIII. ***Fr. Streintz. Ueber die electromotorische Kraft von Metallen in wässerigen Lösungen ihrer Sulfate, Nitrate und Chloride*** (Wien. Ber. LXXVII. (2) 21. März 1878. Separatabz. p. 1—11.).

Zwei, die betreffenden Lösungen und Metalle enthaltende kleine Thonzellen standen in einem flachen Glasgefäss, in welches eine kleine Quantität von mit einem Tropfen

Schwefelsäure angesäuertem Wasser gegossen war, die Metalle waren durch Drähte, die durch Schellacküberzug vor dem Contact mit der Flüssigkeit (z. B. bei Quecksilber) geschützt waren, mit den übrigen Apparaten in Verbindung. Da die Compensationsmethode bis zu 10—15% abweichende Resultate gab, wurde die electromotorische Kraft an einem Thomson'schen Quadrantelectrometer mit Umschalter bestimmt und mit der eines Daniell'schen Elementes verglichen. Die Aenderung der Zimmertemperatur hatte keinen Einfluss, die der Concentration nur geringen. So war z. B. die electromotorische Kraft:

$$Zn\,|\,ZnSO_4 + ZnSO_4\,|\,Aq + Aq\,|\,CuSO_4 + CuSO_4\,|\,Cu = Zn\,s\,Cu$$

bei Abnahme des specifischen Gewichts der Kupfervitriollösung von 1,195 bis 1,000, 100 bis 97,3, wenn das spec. Gewicht der Zinklösung 1,240 betrug; bei Abnahme des spec. Gewichts der letzteren von 1,240 bis 1,005, beim spec. Gewicht der Kupferlösung 1,195, resp. 100,0 bis 99,8. Die erhaltenen Resultate sind die folgenden:

1) Sulfate.

HgsAg	CdsS	CosBi	BisCu	SnsCo	CosCu	ZnsCd	CusHg
0,0	11,6	12,9	16,5	27,8	29,4	32,6	33,0
CusAg	CdsCo	SnsBi	ZnsSn	BisAg	BisHg	CdsBi	SnsCu
33,6	38,9	40,2	44,3	49,7	49,9	51,2	55,6
CosAg	CosHg	MgsZn	CdsCu	ZnsCo	ZnsBi	SnsHg	SnsAg
62,9	46,0	67,0	67,6	70,2	83,5	88,9	90,3
CdsHg	ZnsCu	MgsCd	CdsAg	MgsSn	ZnsAg	ZnsHg	MgsCo
99,8	100,0	101,2	101,4	112,4	132,6	132,8	138,0
		MgsBi	MgsCu	MgsHg	MgsAg		
		149,2	167,5	200,8	201,1		

Die Spannungsreihe ist:

— Mg, Zn, Cd, Sn, Co, Bi, Cu, Ag = Hg +

Es verhalten sich also nahe die electromotorischen Kräfte: BisAg(Hg), CdsBi : ZnsCu, MgsCd, CdsAg(Hg): MgsBi : MgsAg(Hg) wie 50,1 : 100, 3 : 150,4 : 200,6 = 1 : 2 : 3 : 4; ZnsCd, CusAg(Hg) : MgsZn, CdsCu, ZnsCu, MgsCd, CdsAg(Hg) : ZnsAg(Hg); MgsCu : MgsAg(Hg) = 33,4 : 66,8 : 100,2 : 133,6 : 167,0 : 200,5 = 1 : 2 : 3 : 4 : 5. Ferner verhält sich:

Zn s Cu : Zn (amalg.) s Cu (Daniell) = 100 : 101.

2) Nitrate. Statt der Thonzellen wurden Glasbecher angewendet, die durch eine feuchte Schnur verbunden sind. Als Normalelement diente ein Daniell, in welchem die schwefelsauren Lösungen durch salpetersaure ersetzt waren. Die Resultate waren:

MgnZn	MgnCu	ZnnCd	CdnCu	ZnnSn	SnnCu
58,1 (80,2)	159,1 (179,7)	17,5 (32,6)	81,8 (68,1)	25,6 (26,3)	74,8 (73,6)
ZnnAl	AlnCu	ZnnPb	PbnCu	ZnnFe	FenCu
38,9 (30,7)	60,7 (69,5)	40,0 (44,9)	60,8 (54,0)	41,7	57,3
ZnnCo	ConCu	ZnnBi	BinCu	ZnnNi	NinCu
67,6 (57,1)	34,0 (43,2)	74,8 (71,2)	25,7 (29,1)	82,6 (71,7)	17,4 (28,2)
	ZnnAg	CunAg	ZnnCu		
	142,0 (146,6)	42,1 (47,0)	100,0 (100,0)		

Die erstgeschriebenen Zahlen geben die Kraft unmittelbar nach der Zusammenstellung, die eingeklammerten 48 Stunden später. Die Spannungsreihe ist:

— Mg, Zn, Cd, Sn, Al (Pb), Fe, Co, Bi, Ni, Cu, Ag +

Es verhalten sich die electromotorischen Kräfte:

ZnnSn : SnnBi : SnnCu : ZnCu = 1 : 2 : 3 : 4! und
ZnnCu : Daniell = 99,3 resp. 98,0 : 101.

3) Chloride. Im Normalelement wurde Chlorzinklösung verwendet. Es war:

MgclZn	MgclCu	ZnclAl	AlclCu	ZnclCd	CdclCu
80,0 (77,6)	180,4 (177,8)	16,5 (22,3)	84,5 (77,6)	20,2 (25,0)	79,6 (75,9)
ZnclFe	FeclCu	ZnclSn	SnclCu	ZnclBi	BiclCu
45,9 (84,0)	53,5 (16,6)	52,0 (52,7)	48,7 (47,7)	61,9 (66,5)	37,0 (33,7)
ZnclCo	CoclCu	ZnclSb	SbclCu	ZnclNi	CuclNi
73,1 (72,0)	27,4 (28,2)	80,9 (42,6)	19,2 (57,7)	108,9 (101,8)	9,0 (1,6)
ZnclHg	CuclHg	ZnclPt	CuclPt	ZnclAu	CuclAu
113,2 (120,0)	13,4 (20,2)	157,7 (157,7)	57,4 (57,2)	195,0 (199,0)	94,4 (98,5),

wo die Werthe in der Klammer sich auf die Kräfte nach 12 Stunden beziehen.

Die Spannungsreihe ist:

— Mg, Zn, Al, Cd, Fe, Sn, Bi, Co, Sb, Cu, Ni, Hg, Pt, Au + ;

und es verhält sich ZnclCu : Daniell = 90,7 resp. 89,1 : 101.

G. W.

XLIV. *G. Gruss und O. Biermann. Ueber die Bestimmung von Leitungswiderständen auf electrostatischem Wege* (Wien. Ber. LXXVII. (2) 1878. Separatabz. p. 1—8.).

Eine Leydner Flasche *B* wird durch ein Funkenmikrometer mit einer zweiten, durch eine Holtz'sche Maschine *M* geladenen Flasche *A* verbunden und dadurch auf ein bestimmtes Potential geladen. Sie entladet sich durch die zu untersuchenden Substanzen in eine kleinere Flasche *C*, die wiederum mit einem Metallknopf auf einem Glasfuss verbunden ist. An dem Metallknopf hängt an Aluminiumdrähten ein in der Horizontalebene beweglicher, versilberter Glasspiegel, dessen Ausschlag die Ladung der Flasche *C* angibt. Ein in den Bogen *AB* eingeschaltetes Riess'sches Luftthermometer gestattet, an verschiedenen Tagen das Funkenmikrometer so abzuändern, dass die Wärmeangaben des ersteren gleich werden.

Im Moment der Entladung wird die Verbindung von *A* und *M* unterbrochen. Durch ein Tausendtel Secunden angebendes Hipp'sches Chronoscop wurde die Zeit zwischen der Entladung von *A* nach *B* und den Momenten bestimmt, bei denen der Spiegel verschieden grosse Ablenkungen zeigte. Die untersuchten Flüssigkeiten befanden sich in Capillarröhren zwischen zwei Glaskugeln mit Platindrähten als Electroden. Die relativen Widerstände waren so im Vergleich zu den auf analogem Wege von Domalip (Wien. Ber. LXXV. (2) April 1877) und den von Said Effendi (Wied. Galv. (1) I. § 223) gefundenen:

	Wasser.	Alcohol.	Petroleum.	Aether.	Terpentinöl.	Benzol.
Domalip	1	—	—	23,0	75,9	144,2
G und *B*	1	18,0	3,2	14,6	74,5	229,1
Said Effendi	1	20,4	13,9	25,0	43,1	162,5

Bei Petroleum und Terpentinöl vermehrt sich der Widerstand beim Liegen nach dem Gebrauch; vermindert sich indess nach mehrfachen Entladungen wieder. Das Benzol scheint gerade das entgegengesetzte Verhalten zu zeigen. G. W.

XLV. ***G. Gore.*** *Ueber die thermoelectrischen Eigenschaften der Flüssigkeiten (Auszug)* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 272—273. 1878.).

Nach den nicht näher beschriebenen Versuchen sind die Säuren electropositiv, die Alkalien electronegativ; die Ströme sind weder durch chemische Ursachen oder temporäre Dissociation der Lösungen, noch durch Gase, die in den Metallen absorbirt sind, hervorgerufen, sondern rein thermoelectrischen Ursprungs an der Contactstelle mit den Metallelectroden und eine Folge von den Aenderungen der Molecularstructur der Flüssigkeiten mit der Temperaturerhöhung, welche letztere bei einzelnen Flüssigkeiten unregelmässig sind. Wahrscheinlich würde schon beim Eintauchen eines Metalls in eine geeignete Flüssigkeit eine Temperaturänderung auftreten. G. W.

XLVI. ***Alb. von Ettingshausen.*** *Ueber Ampère's electrodynamische Fundamentalversuche* (Wien. Ber. LXXVII. (2) 1878. Separatabz. p. 1—26.). [1])

Ampère hatte zu beweisen versucht, dass die Wirkung eines geschlossenen Stromes auf ein Stromelement auf letzterem senkrecht stehe, indem er zeigte, dass ein beweglicher, in einem Kreisbogen gebogener Metallbügel, der auf zwei nahe bis zur Drehungsaxe des Bügels convergirenden Quecksilberrinnen schwimmt, durch welche ihm der Strom zugeführt wird, nur dann in Ruhe ist, wenn er auf dem zur Drehungsaxe führenden Radius senkrecht steht. Ref. hatte bemerkt (Wied. Galv. (2) II. § 17), dass die Bewegung des nicht in dieser Stellung befindlichen Bügels auch von der Wirkung der die Rinnen durchfliessenden Stromesantheile auf den Bügel herrühren kann, wozu dann noch eventuell die Wirkung des Erdmagne-

1) Ref. erlaubt sich die Bitte zu wiederholen, dass in den besonders paginirten Separatabdrücken aus den Wiener Berichten und anderen Zeitschriften neben dem Band auch die Seitenzahl bemerkt werden möge, wo daselbst die betreffende Abhandlung beginnt. Eine genaue Citirung ist sonst unmöglich. G. W.

tismus hinzutritt. Der Verf. hat diesen Versuch in der Weise abgeändert, dass er den aus einem leichten, durch ein Gegengewicht horizontal gehaltenen Holzbalken bestehenden Arm, der am Ende den Drahtbogen trägt, bifilar an zwei feinen starken Seidenfäden aufhängt. Der Draht ist an seinen Enden mit zwei unten zugespitzten Stahlschrauben versehen, die in flache Quecksilbernäpfe tauchen. Letztere stehen durch zwei parallel bis nahe an die Drehungsaxe laufende Drähte mit der Leitung in Verbindung. Ein an dem Holzbalken in der Drehungsaxe befestigter Spiegel gestattet, mittelst Scala und Fernrohr die Ablenkung zu bestimmen. War der Drahtbogen nicht senkrecht, sondern in einem Winkel von z. B. $22^1/_2{}^0$ gegen den Balken gedreht, so stellte er sich bei abwechselnder Stromesrichtung verschieden. Die halbe Differenz beider Beobachtungswerthe entspricht der Wirkung e des Erdmagnetismus, die halbe Summe der (q) der electrodynamischen Kraft. Werden die Drähte gleich von den Quecksilbernäpfen auseinander, und dann zur Säule geführt, so dass sie die Quecksilbernäpfe in ihrer Ebene umschliessen, so ist q fast Null; ihre Wirkung compensirt die der Stromesantheile im Quecksilber fast vollständig; liegen sie von den Näpfen abgewendet, so ist q etwa 21,2 gegen 24,7 bei Parallelstellung der Drähte. Beim Annähern eines besonderen, geschlossenen kreisförmigen Leiters mit parallelen Zuleitungsdrähten erhält man die analogen Resultate.

Wurden die von den parallelen Zuleitungsdrähten durch die Quecksilbernäpfe zu den Spitzen des nunmehr geradlinig gewählten, beweglichen Leiters fliessenden Stromesantheile als geradlinig angesehen, so ergab sich durch Rechnung e und q. Bei den Versuchen wurde die Stromintensität gemessen, sowie der Einfluss verschiedener Längen der Spitzen bestimmt. Bei längeren Spitzen, 5 statt 2,6 mm, ist die Wirkung kleiner, indess nur etwa um $^1/_6$.

Für den Einfluss des Erdmagnetismus stimmen die Beobachtungen gut mit der Rechnung; die Vergleichung der beobachteten und berechneten electrodynamischen Wir-

kung ist nicht thunlich, da sie sich mit dem Querschnitt des Leiters in hohem Grade ändert.

Bei anderen Versuchen wurde ein ⊏ förmiger Messingbügel von 4,463 mm dickem Draht, an dem nunmehr an zwei sehr dünnen Stahldrähten aufgehängten Holzbalken in horizontaler Lage in der Art befestigt, dass seine kreisförmig gebogenen Arme concentrisch zur Drehungsaxe lagen und unterhalb mittelst der Stahlspitzen an seinen Enden in zwei ebenso gebogene, mit den Polen der Säule verbundene Quecksilberrinnen tauchten. Der Abstand der Arme des Bügels von einander betrug 102,5 mm. Das Verbindungsstück derselben war in der Richtung des Radius gebogen. Bei verschiedenen Spitzenlängen wurden Versuche über die Drehung des Bügels beim Hindurchleiten des Stromes angestellt. Dabei kann man besser, wie bei den vorigen Versuchen, die Rinnen von nahe gleichem Querschnitt mit dem des Bügels formen, so dass die berechneten und beobachteten Werthe besser zu vergleichen sind. Hierzu wurden die Rinnen hergestellt, indem Drähte von der Dicke und Form der Arme des Bügels erhitzt in eine Platte von Hartgummi gedrückt wurden. Die Versuche, bei denen aus der Ablenkung des Holzarms mit dem Bügel rückwärts die Intensität des Stromes berechnet wurde, stimmen relativ sehr gut.

Da in dem Ausdruck für die Kraft, mit der der Bügel zurückgestossen wird, die Länge der Arme nach der Berechnung von Stefan[1]) nicht vorkommt, so ist es, wie auch die Versuche zeigen, gleichgültig, wo die Stahlspitzen eingesetzt sind. Auch als das Quecksilber der Rinnen eine plattenförmige Gestalt hatte, stimmten die Werthe recht gut.

Schliesslich kann man den Versuch von Ampère (Wied. Galv. (2) II. § 16), nach dem die Wechselwirkung der Stromeselemente dem umgekehrten Quadrat ihrer Entfernung proportional ist, in der Weise abändern, dass man die beiden äusseren, festen Drahtkreise vom Radius 4 und 1

1) Wiener Berichte LIX. (2) p. 693.

conaxial mit ihren Ebenen vertical aufstellt und zwischen denselben einen ebenfalls verticalen conaxialen Drahtkreis vom Radius 2 anbringt, der an zwei nebeneinanderlaufenden, horizontalen Drähten befestigt ist, die bifilar aufgehängt sind und mittelst eines Gegenwichts horizontal erhalten werden. Die Drahtenden tauchen nahe der Drehungsaxe in Quecksilbernäpfe, die die Leitung vermitteln. An den Drahtkreisen befestigte, auf einer Scala spielende Zeiger, resp. ein in der Drehungsaxe mit dem beweglichen Drahtkreis verbundener Spiegel, gestatten die Beobachtung der Einstellung.

G. W.

XLVII. ***Mascart.*** *Ueber die magnetelectrischen und electromagnetischen Maschinen* (J. de Phys. VI. p. 203—212. 297—305. 1877.).

XLVIII. ***Mascart und Angot.*** *Experimentelle Untersuchungen über die magnetelectrischen Maschinen* (J. de Phys. VII. p. 79—92. 1878.).

Ist A die in dem ruhenden Schliessungskreis eines Motors durch die eingefügte Säule bei der electrodynamischen Einheit der Stromintensität erzeugte Arbeit während der Zeiteinheit, J_0 die Stromintensität, R der Widerstand, E_0 die electromotorische Kraft, so ist bekanntlich $A = E_0$, also die durch den Strom J_0 in der Zeit dt erzeugte Arbeit $AJ_0dt = E_0J_0dt = J_0^2R\,dt$. Bewegt sich der Kreis unter Einfluss von Magneten, wodurch in der Zeit dt die Arbeitsleistung Kdt bedingt, die Stromintensität auf J herabgedrückt wird, so ist nun die Arbeit:

$$AJdt = J^2Rdt + Kdt; \quad JR = A - \frac{K}{J} = E_0 - \frac{K}{J}. \quad (1)$$

In dem Schliessungskreise ist also eine electromotorische Gegenkraft $E = \frac{K}{J}$ entstanden. Dient der Apparat als Bewegungsmaschine, so ist der Nutzeffect F gleich:

$$F = \frac{Kdt}{AJdt} = \frac{E}{E_0} = 1 - \frac{J}{J_0}, \quad (2)$$

welcher Werth sich um so mehr der Einheit nähert, je

grösser E wird, je schneller sich also die Maschine bewegt. Da $K = EJ = J^2 R = (E_0 - E)\frac{E}{K} = (J_0 - J)\,JR$ ist, so folgt das Maximum der Arbeitsleistung $K = \frac{E_0^2}{4R}$ für $E = \frac{E_0}{2}$ oder $J = \frac{J_0}{2}$, wie bei Jacobi (Wied. Galv. (2) II. § 1154), und der Nutzeffect $F = 1/2$.

Derselbe Apparat kann als Electricitätsquelle dienen, wenn die Magnete gegen die Spiralen u. s. f. eine relative Bewegung erhalten. Es entsteht dann in den letzteren ein Inductionsstrom von der Intensität i, dessen electromagnetische Wirkung auf die Magnete der Bewegung der Maschine entgegenwirkt. Dabei werde eine Arbeit Kdt in der Zeit verwendet, wo K eine Function der Geschwindigkeit, der Construction der Maschine und von i ist. Damit der Strom durch diese Arbeit nicht nur erzeugt werde, sondern auch steige, muss

$$K > i^2 R, \tag{3}$$

also grösser als die in der Schliessung als Wärme auftretende Arbeit sein. Die electromotorische Kraft des Inductionsstromes ist dann $e = \frac{Kdt}{idt}$ und $K = i^2 R = ie$.

Dient eine Maschine erst als Motor, dann als Electricitätsquelle und sind H und h die in beiden Fällen bei einer Umdrehung stattfindenden Arbeitsleistungen, N und n die Umdrehungszahlen, so ist $K = NH$ und $k = nh$. Wenn in beiden Fällen der Stromintensität dieselbe, also $h = H$ ist, so folgt:

$$\frac{n}{N} = \frac{e}{E} = \frac{JR}{R(J_0 - J)} = \frac{1}{F} - 1. \tag{4}$$

n ist also um so kleiner, je grösser F ist. Die Maschine wirkt als Inductionsapparat um so besser, je günstiger sie als Motor wirkt. Für die Maximalwirkung ist $F = 1/2$, also $n = N$.

Dienen zwei miteinander verbundene Maschinen zur Krafttransmission, so wird die zur Bewegung der ersten verwendete Arbeit $K = NH$ zur Erzeugung der Wärme

J^2R im ganzen Schliessungskreise und der zur Bewegung der zweiten Maschine erforderlichen Arbeit N^1H^1 verbraucht, also ist:

$$NH = N^1H^1 + J^2R \tag{5a}$$

und der Nutzeffect:

$$F = \frac{N^1H^1}{NH} = \frac{NH - J^2R}{NH} = 1 - \frac{J^2R}{NH} = 1 - \frac{J^2R}{K}. \tag{5b}$$

Je kleiner die Stromintensität J, je grösser die Geschwindigkeit N ist, desto grösser ist also die Arbeitsleistung. Sind beide Maschinen einander gleich, also $H = H_1$, so ist $(N - N^1)\,H = J^2R$, die Stromintensität also dieselbe, wie wenn nur eine Maschine vorhanden wäre, die sich mit der Differenz der Geschwindigkeiten beider bewegte, und $F = \frac{N^1}{N}$ ist dem Verhältniss der Geschwindigkeiten beider Maschinen gleich.

Das Maximum der Arbeitsleistung lässt sich hier nicht, wie bei Ersatz der ersten Maschine durch eine Säule bestimmen, da die Arbeitsleistung $N^1H^1 = F.NH$ von der unbekannten Function H abhängt.

Wird endlich eine durch eine Säule getriebene Maschine umgekehrt gedreht, als wie sie den Strom bewegen würde, so ist:

$$AJdt + NHdt = J^2Rdt, \quad JR = E_0 + \frac{NH}{J},$$

woraus sich bei gegebenem H der Werth J berechnen lässt. Soll also z. B. die Intensität die doppelte werden, so ist $NH = E_0J$, $JR = 2E_0$.

Unter den verschiedenen Maschinen kann man vier wesentliche Formen unterscheiden: 1) die electrodynamischen, ohne Magnet und Eisenkern, wo der feste und bewegliche Theil demselben Stromkreis angehören; 2) die magnetischen, mit festen permanenten Magneten und beweglichem Stromkreis oder umgekehrt; 3) die magnetelectrischen, mit festen und beweglichen Electromagneten; 4) die aus den Systemen 2) und 3) gemischten Maschinen.

1) Electrodynamische Maschinen. Ist das mittlere Potential des bewegten und ruhenden Theils C, so ist $K = NH$

$= NCJ^2$ die Gegenkraft. Dient die Maschine als Motor, so ist demnach die inducirte Gegenkraft $E = NCJ$, also, da $JR = E_0 - E$ ist, $E = \frac{NC}{R}(E_0 - E)$ oder $JR = J_0R - NCJ$ und $NC = R\left(\frac{J_0}{J} - 1\right)$. Ferner wird $F = \frac{1}{1+\frac{R}{NC}}$. Die Maximalleistung ist wieder für den Nutzeffect $1/2$, wobei die Geschwindigkeit $N_0 = \frac{R}{C}$ ist. Dieselbe muss also dem Widerstand des Schliessungskreises proportional sein. Dann ist $F = \frac{1}{1+\frac{N_0}{N}}$.

Wird die Maschine als Inductionsapparat benutzt, so muss, damit der Strom andauere, nach Gl. (3) $n > \frac{R}{C} = N_0$ sein. Die Grenzgeschwindigkeit ist also gleich N_0 und unabhängig von der Stromintensität. Unter dieser Geschwindigkeit liefert die Maschine keinen Strom; darüber wächst der Strom schnell, bis der Widerstand durch die Erhitzung so stark wächst, dass $nC = R_1$ ist.

Wird die Maschine mit einem Motor verknüpft, so wäre nach Gl. (5a) und (5b):

$$N^1 H^1 = J^2 (NC - R) = J^2 R\left(\frac{N}{N_0} - 1\right); \quad F = 1 - \frac{N_0}{N}.$$

Auch hier muss, damit der Strom andauere, $N > N_0$ sein; ist der Nutzeffect $1/3$, so wird $N = 2N_0$.

2) Magnetische Maschinen. Wird der Magnetismus der Magnete als unveränderlich angenommen, so ist, wenn B eine Constante bezeichnet, $K = NH = NBJ$, die inducirte electromotorische Kraft $E = NB$, der Nutzeffect $F = \frac{NB}{E}$. Die inducirten Ströme wirken indess auf den Magnetismus zurück und vermindern ihn, was durch Hinzufügung eines negativen Gliedes mit J^2 darzustellen ist, so dass:

$$K = NH = NJ(B - B_1J); \quad E = N(B - B_1J) = N\left(B - B_1\frac{E_0 - E}{R}\right)$$

$$= NB\left(\frac{1 - \frac{E_0}{B}\frac{B_1}{R}}{1 - N\frac{B_1}{R}}\right) = NB.L \text{ wird.}$$

Die Geschwindigkeit der sich selbst überlassenen Maschine erreicht ein Maximum, wenn $J = 0$, also die Geschwindigkeit $N_0 = \frac{E_0}{B}$. Der Nutzeffect der Maschine ist

$$F = \frac{NBL}{E_0} = \frac{N}{N_0}\left(\frac{1 - N_0\frac{B_1}{R}}{1 - N\frac{B_1}{R}}\right).$$ Aus der Beobachtung von N_0 und der Leistung F bei einer anderen Geschwindigkeit N kann man B und B_1 bestimmen.

Dient die Maschine als Electricitätsquelle, so ist die Bedingung (3) $K > i^2 R$ für die Wirksamkeit der Maschine schon für einen unendlich schwachen Strom i stets erfüllt.

Das Gleichgewicht ist hergestellt, wenn:

$$ni(B - B_1 i) = i^2 R \text{ oder } i = \frac{nB}{R}\frac{1}{1 + n\frac{B_1}{R}}$$

ist. Der Apparat wirkt also wie eine Säule, zu deren Widerstand man einen der Geschwindigkeit proportionalen Widerstand addirt. Bei wachsendem n nähert sich J dem Werth $J_\infty = \frac{B}{B_1}$. Ist $B_1 = 0$, so wird $i = \frac{nB}{R}$.

Wirkt die Maschine auf eine zweite, die sie bewegt, wobei wir $B_1 = 0$ setzen wollen, so ist:

$$N^1 H^1 = NBJ - RJ^2 = J(NB - RJ) \text{ und } F = 1 - \frac{RJ}{NB}.$$

Bei einer gegebenen Geschwindigkeit der ersten Maist die Maximalarbeit mit dem Nutzeffect $1/2$ erreicht, wenn $\frac{RJ}{NB} = 1/2$ ist. Die erste Maschine wirkt also wieder ganz wie eine gewöhnliche galvanische Säule.

3) Magnetelectrische Maschinen. Die Arbeit besteht in der Wirkung der Drahtspiralen auf einander; in der Wirkung der festen Drähte auf die beweglichen Magnete und umgekehrt; in der Wechselwirkung der Magnete. Sie wird sich demnach schreiben lassen, wenn nur Electromagnete verwendet werden, deren Magnetismus MJ der Stromintensität J proportional ist:

$$K = NH = N(CJ^2 + C_1 J . MJ + C_2 M^2 J^2)$$
$$= NJ^2(C + C_1 M + C_2 M^2) = NJ^2 . D.$$

In D wird das letzte Glied das weitaus grösste sein. Da die Rückwirkung der inducirten Ströme auf die Magnete sowie die Electromagnete sich durch ein Glied darstellen lässt, welches J^2 enthält, so kann dieses in $C_2 M^2 J^2$ einbegriffen gedacht werden.

Wird D für C in den Betrachtungen ad 1) über die electrodynamischen Maschinen eingesetzt, so erhält man die entsprechenden Resultate. Zunächst wenn die Maschine als Motor dient, ist die inducirte electromotorische Kraft:

$$E = NJD \text{ und } F = \frac{1}{1 + \frac{R}{ND}}.$$

Wie dort hat die der Wirkung der Säule überlassene Maschine keine Geschwindigkeitsgrenze, wenn die Reibungswiderstände abgezogen werden, da sich dann der Strom der Null nähert. Dann wird $M = M_0$, und erst wenn $N = \infty$, ist die Nutzleistung $F = 1$.

Dient die Maschine als Inductionsapparat, so ist ebenfalls wie oben erst ein dauernder Strom entstanden, wenn $\frac{K}{i^2} > R$ oder $n > \frac{R}{D}$ ist. Ist der Strom sehr schwach, so ist diese Bedingung $n > \frac{R}{D_0} = N_0$, wo D_0 der Werth von D für $M = M_0$ ist. Ist $n > N_0$, so entsteht ebenfalls zuerst kein Strom, da die electromotorische Kraft zuerst Null ist. Sowie aber der geringste Magnetismus in den Eisenkernen ist, so entsteht ein Strom, der schnell wächst, bis $n = \frac{R}{D}$ ist, woraus sich die Intensität J berechnen lässt, wenn C, C_1 und C_2 bekannt sind. Ist $n > \frac{R}{C}$, so ist, da C_1 und C_2 positiv sind, die Gleichung $n = \frac{R}{D}$ nicht zu erfüllen, wenn auch R durch Wachsen von i und die Erhitzung der Drähte ansteigt, selbst bis zu ihrer Schmelzung. Bei schwachen Strömen ist die Nutzleistung $F = \frac{1}{1 + \frac{R}{ND_0}} = \frac{1}{1 + \frac{N_0}{N}}$, woraus N_0 zu berechnen wäre.

Dient die Maschine als Motor für eine andere, so wird, wie bei electrodynamischen Maschinen, $F=1-\frac{B}{ND}=1-\frac{N_0}{N}$.

4) Gemischte Maschinen. Die Arbeit entspricht der Wirkung der Magnete auf die Drähte und Electromagnete. Wären erstere unveränderlich, so würde dieselbe $K=NH=N(TJ+T_1MJ)$ sein, wenn die Maschine als Motor dient. Da sich aber der Magnetismus der Magnete annähernd dem Magnetismus der Electromagnete proportional ändert, so ist zu setzen:

$$K=NH=NJ(T+T_1M-T_2M^2J)=NJG.$$

Daraus folgen die analogen Gleichungen für E, N_0 und F, wie für die magnetischen Maschinen, wenn statt B der Werth $T+T_1M$, statt B_1 der Werth T_2M^2 gesetzt wird. Ist der Strom sehr schwach, und erhält dann M den constanten Werth M_0, so wird $F=\frac{N}{N_0}\frac{1-N_0\frac{T_2M_0^2}{R}}{1-N\frac{T_2M_0^2}{R}}$.

Dient die Maschine als Electromotor, so gelten ebenfalls dieselben Bedingungen, wie für die magnetischen Maschinen bei gleicher Substitution der Werthe. Ist der Strom schwach, dass M wiederum durch M_0 ersetzt werden kann, so wird, wie dort $i=\frac{n(T+T_1M_0)}{R+nT_2M_0^2}$ und $i_\infty=\frac{T+T_1M_0}{T_2M_0^2}$. In diesem Fall können die Constanten $T+T_1M_0$ und $T_2M_0^2$ wie oben B und B_1 bestimmt werden.

Bei sehr starken Strömen, wo die Electromagnete nahezu gesättigt sind, muss man M als nahezu umgekehrt proportional i ansehen. Die Intensität nähert sich dann der Grenze $i^1=\frac{M_1(T_2M_1-T_1)}{T}$.

Wirkt die Maschine auf eine andere, welche als Motor dient, so ist mit Vernachlässigung des Gliedes T_2M^2J:

$$N^1H^1=NJG \text{ und } F=1-\frac{RJ}{NG}.$$

Für zwei electromagnetische Maschinen von Froment und eine Gramme'sche Maschine haben Angot und Mas-

cart die oben erwähnten Versuche experimentell durchgeführt, wobei man für sehr schwache Ströme die Klammer $C + C_1 M + C_2 M^2 = T$, also $K = NTJ^2$, analog wie bei den electrodynamischen Maschinen, setzen kann. In der Gleichung $NC = R\left(\frac{J_0}{J} - 1\right)$ hat man dann, um den Unterbrechungen Rechnung zu tragen, J_0 im allgemeinen umgekehrt proportional dem Gesammtwiderstand des Schliessungskreises zu setzen, also, wenn die Zahl der Elemente der Säule z ist, $J_0 = \frac{zP}{R}$, wo P eine Constante ist. Dann ergibt sich $NC = \frac{zP}{J} - R$. Indem nun Angot und Mascart R in Ohmads massen und P bestimmten, konnten sie bei verschiedenen Widerständen und Zahlen der Elemente, sowie Umdrehungszahlen N den Werth C ableiten. Derselbe ergab sich relativ recht constant, so namentlich bei Anwendung von Elementen von geringem Widerstand und Einschaltung verschiedener Widerstände (z. B. bei den Froment'schen Maschinen $R = 4,9$—$24,5$; C schwankend zwischen 1,84 und 2,28; $R = 3,87$—$9,47$; C zwischen 2,00 und 2,04).

G. W.

LXIX. ***M. Bertin.*** *Ueber die electromagnetische Rotation der Flüssigkeiten und die Projection dieser Phänomene mittelst des Apparates von Duboscq* (J. de Phys. VII. p. 151—157. 1878.).

Die verschiedenen, auch namentlich von Bertin studirten electromagnetischen Rotationen der Flüssigkeiten (Wied. Galv. (2) II. § 128—133) können projicirt werden, indem man den Boden der ringförmigen und anderen Gefässe aus Glas formt, von unten durch einen geneigten Spiegel das durch eine Linse schwach convergirend gemachte Licht darauf wirft und oberhalb durch ein rechtwinkliges, total reflectirendes Prisma an die Wand wirft. Man verwendet bei der Rotation in einem vollen, kreisförmigen Gefäss (vgl. l. c. § 128) einen hohlen Magneten, durch

dessen Axe der Lichtstrahl geleitet wird. Als Flüssigkeit bedient man sich des mit $^1/_{40}$ Schwefelsäure und $^1/_{40}$ Salpetersäure angesäuerten Wassers, auf welches man Lycopodium streut. G. W.

Literatur-Uebersicht.

Monatsberichte der Berliner Akademie. 1878. März u. Mai.

O. Chwolson. *Ueber den Magnetismus, der in zwei Kugeln durch Kräfte inducirt wird, welche symmetrisch gegen die Centrallinie wirken, p. 269—276.*

Rosenthal. *Ueber die specifische Wärme thierischer Gewebe, p. 306—308.*

H. W. Vogel. *Untersuchungen über Absorptionsspectra, p. 409—431.*

Sitzungsberichte der Münchener Akademie. 1878. Heft 1. u. 2.

v. Kobell. *Ueber das specifische Gewicht geglühter Silicate und anderer Oxydverbindungen, p. 1—7.*

v. Beetz. *Ueber die Electricitätserregung beim Contact fester und gasförmiger Körper (erscheint in den Annalen), p. 140—160.*

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akademie.

F. Streintz. *Ueber die electromotorische Kraft von Metallen in den wässrigen Lösungen ihrer Sulfate, Nitrate u. Chloride (21. März 1878. LXXVII.), p. 1—11.*

G. Ciamician. *Ueber die Spectren der chemischen Elemente und ihrer Verbindungen (19. Juli 1877. LXXVI.), p. 1—19.*

K. Exner. *Ueber die Fraunhofer'schen Ringe, die Quetelet'schen Streifen und verwandte Erscheinungen (18. Oct. 1877. LXXVI.), p. 1—29.*

L. Pfaundler. *Ueber die geringste Anzahl von Schallimpulsen, welche zur Hervorbringung eines Tones nöthig ist (8. Nov. 1877. LXXV.), p. 1—12.*

— Ueber die Anwendung des Doppler'schen Princips auf die fortschreitende Bewegung leuchtender Gasmoleцüle (6. Dec. 1877. LXXVI.), p. 1—7.

A. v. Ettingshausen. *Ueber Ampère's electrodynamische Fundamentalversuche (31. Jan. 1878. LXXVI.), p. 1—26.*

G. Gruss und O. Biermann. *Ueber die Bestimmung von Leitungswiderständen auf electrostatischem Wege (4. April 1878. LXXVII.), p. 1—8.*

E. Mach. *Neue Versuche zur Prüfung der Doppler'schen Theorie der Ton- u. Farbenänderung durch Bewegung (14. März. 1878. LXXVII.), p. 1—12.*

F. Exner. *Ueber die galvanische Polarisation des Platins in Wasser (28. Febr. 1878. LXXVII.), p. 1—22.*

Mathematische Annalen. 1878. XIII. Heft 4.

C. Neumann. *Ueber die Zusammensetzung der nach dem Weber'schen Gesetz sich ergebenden Beschleunigungen, p. 571—572.*

Chemische Berichte. 1878. Bd. XI. Heft 10—11.[1]

H. Schröder. *Beiträge zum Sterengesetz, p. 1141—46.*

F. v. Lepel. *Ueber die Aenderungen der Absorptionsspectra einiger Farbstoffe in verschiedenen Lösungsmitteln, p. 1146—51.*

H. E. Roscoe. *Ueber das specifische Gewicht der Dämpfe der Chloride des Thalliums und des Bleis, p. 1196.*

Jawein. *Hexylen aus Dimethylpropylcarbinol, p. 1158.*

Krakau. *Ueber Styrol, p. 1260*

Potilitzin. *Ueber Reactionen, die unter dem Einflusse der dunkeln Entladung vor sich gehen, p. 1261—62.*

A. Horstmann. *Ueber die Constitution des Dampfes der Essigsäure, p. 1281—95.*

H. W. Vogel. *Ueber die Verschiedenheit der Absorptionsspectra eines und desselben Stoffes, p. 1363—70.*

— *Zur Kenntniss der Alizarinfarbstoffe und grünen Anilinfarben, p. 1371—74.*

Kolbe, Journal f. prakt. Chemie. 1878. Bd. XVII. Heft 6—7.

B. Hermann. *Fortgesetzte Untersuchungen über die Atomvolume und specifischen Gewichte organischer Verbindungen, p. 289—306.*

Dingler Journal. 1878. Bd. CCXXVIII. Heft 4—6.

R. Günsberg. *Ueber ein Colorimeter zur Bestimmung der Farbenintensität von Flüssigkeiten, p. 457—459.*

G. Dahm. *Eine Abänderung der Senkwage, p. 554.*

J. Meyer. *Ueber die Dichtigkeit der Mischungen verschiedener Körper in allen Mischungsverhältnissen, p. 555.*

Zeitschr. für Krystallogr. u. Mineral. 1878. Bd. II. Heft 5.

A. v. Lasaulx. *Ueber das optische Verhalten u. die Krystallform des Tridymits, p. 253—274.*

---

1) Es ist in den Litteraturberichten nachzutragen: *F. C. G. Müller. Ueber die Temperatur des aus kochenden Salzlösungen und aus kochendem Wasser entwickelten Wasserdampfes (Chem. Ber. X. 1877), p. 1327—31* und *F. C. G. Müller. Untersuchungen über den Bessemerprocess (Chem. Ber. XI. 1878), p. 536—556.*

F. Klocke. *Ueber die Empfindlichkeit von Alaunkrystallen gegen geringe Schwankungen der Concentration ihrer Mutterlauge, p. 293—299.*

Comptes rendus. 1878. T. LXXXVI. Nr. 21—25.

Philipps. *De la détermination des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant d'un corps quelconque et de celle de sa fonction charactéristique, p. 1290—94.*

Berthelot. *Rôle des acides auxiliaires dans l'éthérification. Essais thermiques, p. 1296—1302.*

A. Pellat. *Sur la transformation que subissent les formules de Cauchy relatives à la réflexion de la lumière à la surface d'un corps transparent, quand on suppose une épaisseur sensible à la couche de transition, p. 1325—28.*

W. Longuinine. *Étude thermochimique de quelques produits de substitution des acides acétiques et benzoïques, p. 1329—32.*

Philipps. *De la détermination des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant d'un corps quelconque et de celle de sa fonction charactéristique (Continuation), p. 1351—56.*

Ph. Gilbert. *Sur le problème de la composition des accélérations d'ordre quelconque, p. 1390—91.*

M. Lévy. *Remarque au sujet d'une note de M. Philipps sur la détermination des chaleurs spécifiques, p. 1391—92.*

W. Longuinine. *Étude thermochimique de quelques dérivés du phénol, p. 1392—94.*

L. Troost. *Sur les densités de vapeur, p, 1394—97.*

P. Schutzenberger. *Sur l'allotropie métallique, p. 1397—99.*

F. Morges. *Recherches thermiques sur les chromates, p. 1443—46.*

M. Plarr. *Notes relatives aux paragraphes 439 et 440 du „Traité élémentaire des quaternions" de M. Tait, p. 1454—56.*

J. Regnauld. *Influence de l'état physique du gallium sur son rôle électrochimique, p. 1457—58.*

Potier. *Sur la direction des cassures dans un milieu isotrope, p. 1539—40.*

Lippmann. *Sur la dépolarisation des électrodes par les dissolutions p. 1540—41.*

Negreneuf. *Sur une nouvelle constante diélectrique, p. 1542—43.*

Des Portes. *Sur le téléphone, p. 1546—47.*

Th. du Moncel. *Observations relatives à la communication précédente, p. 1547—48.*

E. Bisson. *Sur les électroaimants, p. 1548—49.*

J. Luvini. *Sur une expérience de magnétisme relative au téléphone, p. 1543—45.*

D. Gernez. *Sur l'efficacité d'un mouvement vibratoire pour provoquer la décomposition des liquides explosifs et l'ébullition des liquides surchauffés, p. 1549—52.*

T. LXXXVII. - Nr. 1 u. 2.

Th. du Moncel. *Sur un système de téléphone sans organes électromagnétiques basé sur le principe du microphone, p. 7—10.*

Morges. *Recherches thermiques sur les chromates, p. 15—18.*

Pulvermacher. *Sur une pile à un seul liquide se dépolarisant par l'action de l'air atmosphérique, p. 22—23.*

Aymonnet. *Détermination de la température d'un milieu isolé, p. 23—26.*

P. Boileau. *Théorie et formules concernant l'action retardatrice des parois des courants liquides, p. 48—52.*

E. Bourgoin. *Sur les courbes de solubilité des acides salicylique et benzoïque, p. 62—64.*

Journal de physique. 1878. T. VII. Mai bis Juli.

Thollon. *Nouveau spectroscope, p. 141—148.*

D. Gernez. *Introduction de divers hydrates dans les solutions sursaturées concentrées, sous l'influence d'une action mécanique, p. 148—151.*

Bertin. *Sur la rotation électromagnétique des liquides et sur la projection de ces phénomènes au moyen du nouvel appareil de M. Duboscq, p. 151—157.*

J. M. Gaugain. *Sur les variations que subit l'aimantation d'un barreau d'acier quand on fait varier sa température, p. 186—190.*

G. Lippmann. *Influence des agents chimiques sur les propriétés superficielles du mercure, p. 213—217.*

Marcel Deprez. *Foyers calorifiques du Dr. Paquelin, p. 229—232.*

A. Gaiffe. *Galvanomètres de force électromotrice et intensité, p. 232—233.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1878. T. XIII. April.

Bertin. *Théorie élémentaire des lentilles sphériques minces ou épaisses, p. 476—507.*

T. XIV. Mai.

J. de Montgolfier. *Sur les isomères et les dérivés du camphre et du bornéol, p. 5—118.*

Bulletin de la société chimique. 1878. XXX. Nr. 1.

Schützenberger. *Recherches sur l'allotropie des métaux, p. 2—3.*

Bull. de l'Acad. Roy. de Belgique. (2) 1878. T. XLV. April u. Mai.

Navez, *père et fils. Sur la théorie du téléphone, p. 416—425.*

Th. du Moncel. *Lettre relative à la théorie du téléphone, p. 608—612.*

Navez, *père et fils. Réponse à la lettre, p. 612—618.*

Proceed. of the Roy. Soc. Lond. 1878. Vol. XXVII. Nr. 187.

Ch. Tomlinson. *On the action of ozone on nuclei, p. 290—291.*

Abney. *The acceleration of oxidation caused by the least refrangible end of the spectrum, p. 291—292.*

J. Cl. Maxwell. *On stresses in rarefied gases arising from inequalities of temperature, p. 304—308.*

J. D. Liveing *and* **J. Dewar.** *On the reversal of the lines of metallic vapours, p. 350—354.*

J. Dewar. *Preliminary note on experiments in electro-photometry, p. 354—356.*

D. E. Hughes. *On the action of sonorous vibrations in varying the force of an electric current, p. 361—369.*

Warren de la Rue *and* **H. W. Müller.** *Experimental researches on the electric discharge with the chloride of silver battery, p. 374—381.*

A. Schuster. *On the spectra of metalloids. Spectrum of oxygen, p. 383—388.*

Philosophical Magazine (5) 1878. Vol. VI. Juli.

F. Guthrie. *On salt solutions and attached water, p. 35—44.*

D. E. Hughes. *On the physical action of the microphone, p. 44—50.*

R. Meldola. *On a cause for the appearance of bright lines in the solar spectrum, p. 50—61.*

Ed. J. Mills. *Notice of researches in thermometry, p. 62—63.*

R. H. M. Bosanquet. *On the relation between the notes of open and stopped pipes, p. 63—66.*

Nature. 1878. Vol. XVIII. 1. Juni bis 11. Juli.

A. S. Herschel. *The virial in thermodynamics, p. 142.*

Ch. Maxwell. *The Rede lecture, p. 159—163.*

Fleming Jenkin *and* **J. A. Ewing.** *The phonograph and vowel theories, p. 166—169.*

J. Browniny. *The telephone, p. 169—170.*

J. Blyth. *The microphone, p. 172—173.*

W. Thomson. *On a new method for discovering and measuring aelotropy of electric resistance produced by aeolotropic stress in a solid, p. 180—187.*

Ed. J. Houston *and* **E. Thomson.** *The telephone-relay or reporter, p. 194.*

W. J. Miller. *New form of microphone receiving instrument, p. 194.*

W. J. Preece. *The microphone, p. 207—210.*

J. G. Mc. Kendrick. *Laboratory notes, p. 241.*

W. H. Preece *and* **C. J. Blake.** *The phonograph, p. 249.*

S. P. Preston. *On the view of the propagation of sound demanded by the acceptance of the kinetic theory of gases, p. 253—255.*

A. M. Meyer. *Floating magnets, p. 258—260.*

D. E. Hughes. *Hughes's microphone, p. 277—278.*

Sitzung der Roy. Soc. 2. Mai: J. Dewar. Preliminary note on experiments in electrophotometry, p. 186—183. — H. E. Roscoe. Note on the specific gravity of the vapours of the chlorides of thallium and lead, p. 214—215. — 16. Mai: A. Schuster. On the spectra of metalloids, p. 269—270.

Chemical News. 1878. Vol. XXXVII. Nr. 967—970.

P. Casamajor. *On areometers, p. 241—244. 267—268.*

J. A. R. Newlands. *On relations among the atomic weights of the elements, p. 255—256.*

Physical Soc. 8. Juni: Hughes. On the physical action of the microphone, p. 246—247. — J. Conroy. On the light reflected by potassium permanganate, p. 247. — S. P. Thompson. Cheap and efficient form of optical beach, p. 247. — Ayrton. On the electrical properties of bees' wax and lead chloride, p. 242. — 22. Juni: W. G. Adams. A new form of polariscope, p. 271. — W. Baily. On the effect of starch, salicene, unannealed glass etc. on polarized light, p. 271—272. — W. C. Unwin. On the flow of water from orifices at different temperatures, p. 272. — S. P. Thompson. Magnetic figures illustrating electrodynamic relations, p. 272. — Tisley. On microphone and telephone, p. 272—273. — A. Haddon. New form of telephone, p. 273.

Chemical Soc. 6. Juni: J. A. Gladstone and A. Tribe. Analogies between the copper-zinc-couple and occluded and nascent hydrogene, p. 245. — 20. Juni: S. Suguira. Action of the halogenes at high temperatures on metallic oxydes, p. 270. — G. J. Johnson. On the occlusion of hydrogen by copper, p. 271.

Vol. XXXVIII. Nr. 971—973.

P. Casamajor. *On areometers (Cont.), p. 3—5.*

H. Morton. *A singing telephone, p. 27.*

Silliman Journal (3). 1878. XV. Juni—Juli.

H. A. Rowland. *Absolute unit of electrical resistance, p. 430—439.*

E. W. Blake. *Articulate vibrations, p. 54—59.*

O. W. Rood. *Suggestions for a telephonic relay, p. 59—60.*

Proceedings of the American Philosophical Society (Philadelphia). Vol. XVII. 1877.

R. Briggs. *The flow of water through an opening in a pierced plate, p. 124—127.*

L'Elettricista. 1878. II. April u. Mai.

G. Poloni. *Sul magnetismo permanente del acciajo a diverse temperature, p. 193—231.*

P. Volpicelli. *Sulla elettrostatica induzione, p. 231—238.*
F. Paperozzi. *Sulla tensione della elettricità indotta, p. 269—270.*

Gazzetta chimica italiana. 1878. VIII. Heft 4.

J. Barilari. *Solfo prismatico dal soluto alcoolico di solfuro di ammoniaco, p. 178—180.*
P. Brugnatelli. *Un esperienza per iscuola, p. 181—182.*
D. Tommasi. *Riduzione del clorure di argento et del clorure ferrico, p. 194—201.*

Journal der russischen phys. Gesellschaft. 1878. X. Heft 5—6.

O. Chwolson. *Sur l'induction magnétique de deux sphères, p. 89—103.*
Protokoll vom 2./14. Mai.
Peau de Vliet. *Note sur la théorie du courant, p. 111—123.*
Picatscheff. *Notice préliminaire sur les expériences sur la résistance de l'air, p. 124—127.*

Öfversigt af Kongl. Vetenskaps-Akademiens Förhandlingar 35. Jahrg. (Stockholm.) 1878. Heft 1—2.

O. Pettersson und E. Hedelius. *Om jerns och quicksilfvers specifika värme (13. Febr.), p. 35—51.*
O. Pettersson. *Om vattens latente värme vid temperaturer under 0°, jemte några anmärkningar om isbildningar i hafvet, p. 53—61.*

Photographische Mittheilungen. 1878. Bd. XV. Heft 2—3.

Muncke. *Neues Kalklicht, p. 37.*
L. Warnecke. *Ueber Polarisation und Lichthöfe, p. 67—71.*
W. Abney. *Ueber Photographie der am wenigsten brechbaren Strahlen des Spectrums und einige photographische Erscheinungen, p. 74—76.*

Journal of the Soc. of Telegraph Engineers. 1878. VII. 21.

A. Muirhead. *A chloride of silver element as a standard of electromotive force, p. 53.*
Latimer Clark. *De la Rue's chloride of silver battery, p. 59—60.*
— *On a standard voltaic battery, p. 65—103.*

Separatabzüge.

P. M. Heringar. *Considérations sur la théorie des phénomènes capillaires (Arch. néerl. XIII. 1878), p. 1—34.*
F. Braun. *Ueber die Electricitätsentwickelung als Aequivalent chem. Processe (Sitzungsber. z. Bef. d. Naturw. zu Marburg 1878), p. 24—56 (erscheint in den Annalen).*

H. B. Mecklenburg. *Ueber die verschiedenen Methoden, die Geschwindigkeit des Schalles zu bestimmen (Inauguraldissertation, Halle 1877), p. 1—69.*

Ph. v. Jolly. *Die Anwendung der Wage auf Probleme der Gravitation (Abhandl. d. köngl. Bair. Akad. XIII. Abthl. 1), p. 91—121 (erscheint in den Annalen).*

V. Strouhal. *Ueber eine besondere Art der Tonerregung (Habilitationsschrift. Würzburg), p. 1—40 (erscheint in d. Annalen).*

F. Guidi. *Sopra alcuni fenomeni relevanti per la teoria del magnetismo, esperienza e deduzioni (Atti della accad. pontif. de Nuov. Lincei. Sitzung vom 17. Juni), p. 1—9.*

H. A. Rowland. *Note on the theory of electric absorption (Americ. Journal of Math. I. 1878), p. 53—58.*

J. S. Sylvester. *On an application of the new atomic theory to the graphical representation of the invariants and covariants of binary quantics (ibid.), p. 64—83.*

J. Bosscha. *Sur l'intensité des courants électriques du téléphone de Graham Bell (Arch. néerl. XIII. 1878), p. 1—10.*

— *Sur les lunettes à grossissement variable (ibid.), 43—50.*

A. Bartoli. *Sulla decomposizione dell' aqua con una pila di forza elettromotrice assai più piccola di quella dell' elemento Daniell (Rivista scient. industr. Mai 1878), p. 1—8.*

Schneebeli. *Expériences avec le phonautographe (Soc. des sc. nat. de Neuchatel. 25. Apr. 1878), p. 1—6.*

Christiani *und* **Kronecker.** *Thermische Untersuchungen (Verhandl. der phys. Gesellsch. zu Berlin. 1877/78), p. 71—77.*

Fr. v. Lepel. *Die Erkennung der Magnesia mit Hilfe des Spectroskopes u. die Aenderung der Absorptionsspectra einiger Farbstoffe in verschiedenen Lösungsmitteln (Inaug.-Dissert. Greifswald, 1877), p. 1—50.*

E. Villari. *Sul potere emissivo e sulla diversa natura del calorico emesso da diverse sostanze riscaldate a 100 gradi (Mem. della Acc. di Bologna (3) IX. 1877), p. 145—172.*

L. Bombici. *Considerazioni critiche sopra alcune recenti publicazioni italiane di cristallografia (ibid.), p. 1—72.*

Eingegangene Bücher.

H. Gretschel. *Katechismus der Meteorologie (2. Aufl. Verlag von J. J. Weber in Leipzig. Preis 1 M. 50 Pf.), p. 1—176.*

1878. BEIBLÄTTER № 8.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. *v. Feilitzsch. Eine hydrodynamische Luftpumpe* (Separatabz. aus d. Mittheil. d. naturw. Vereins von Neuvorpommern u. Rügen. Jahrg. V, VI u. IX, vom März 1876. p. 1—6 und Nov. 1877. p. 1—7.).

Wenn eine tropfbare Flüssigkeit sich in einer Ansatzröhre mit engem Einfluss (vom Querschnitt a) und weiter Mündung (vom Querschnitt $A = n.a$) bewegt, so kommt unter geeigneten Bedingungen ein luftleerer Raum zu Stande. Die Einengung der (horizontalen) Einflussröhre, welche in einem mit gleichartiger Flüssigkeit gefüllten Gefässe liegt, werde durch eine in dieselbe ragende andere Röhre bewirkt, welche zu einem Manometer führt. Da durch A eine grössere Menge Flüssigkeit ausfliesst, als durch a zufliesst, so muss sich dieser Mangel, wenn derselbe nicht auf anderem Wege ersetzt wird, als eine Spannung geltend machen, in welcher sich die Flüssigkeitsschichten zwischen A und a befinden. Beträgt die Druckhöhe der Flüssigkeit h Einheiten, so ist der Unterschied der Flüssigkeitsmengen, welche sich durch A und a bewegen (unter Berücksichtigung des Umstandes, dass die Bewegungsgrössen im engen und weiten Theil der Röhre einander gleich sind, da letztere nur von einem Uebergange der Flüssigkeit von der einen zur anderen Stelle herrührt) $\{\sqrt{Aa} - a\}.\sqrt{2gh}$. Diese Menge würde infolge der vorhandenen Spannung aus der Oeffnung A mit einer Geschwindigkeit hervortreten, welche von einer Druckhöhe $k = c.h$ herrührte, wenn man $\frac{\{\sqrt{Aa} - a\}^2}{A^2}$ mit c bezeichnet. Durch den Uebergang der Flüssigkeit vom Querschnitt a

bis zum Querschnitt A entsteht also ein von aussen nach innen auf die Wände der Röhre ausgeübter Druck k, welcher sich zum Druck h addirt. Eine solche Druckvermehrung tritt aber mit jedem Durchgange einer neuen Flüssigkeitsschicht durch den Raum zwischen a und A ein. Man erhält demnach nacheinander die Spannungen $k' = c(h + k) = h(c + c^2)$, $k'' = c(h + k') = h(c + c^2 + c^3)$, $k''' = c(h + k'') = h(c + c^2 + c^3 + c^4)$, ... und in kurzer Zeit die Spannung $k^{(\infty)} = h(c + c^2 + c^3 + \ldots \text{ in inf.}) = h \cdot \frac{c}{1-c}$ $= h \cdot \frac{(\sqrt{Aa} - a)^2}{A^2 - (\sqrt{Aa} - a)^2} = h \cdot \frac{(\sqrt{n} - 1)^2}{n^2 - (\sqrt{n} - 1)^2}$. Diese Spannung wirkt nicht allein auf denjenigen Theil a der Rückwand, durch welchen die Flüssigkeit zufliesst, sondern auch auf den Rest derselben, d. i. die Mündung der nach dem Manometer führenden Röhre, so dass dessen Stand um $k^{(\infty)}$ erniedrigt wird. Führt diese Röhre zu einem zu evacuirenden Raume, so strömt dessen Luft so lange aus, bis ihre Spannkraft gleich der ursprünglichen (also etwa $= 760$ mm Quecksilberdruck) weniger dem Werth $k^{(\infty)}$ ist, also $= 760 - k^{(\infty)}$. Ihre Spannung wird aber $= 0$, wenn $h = 760 \cdot \frac{n^2 - (\sqrt{n} - 1)^2}{(\sqrt{n} - 1)^2}$. Für eine ursprüngliche Druckhöhe, welche nur etwas grösser ist als dieser Werth, muss der innerhalb des Raumes aA wirkende Druck kleiner sein als der Atmosphärendruck. Für $n = 4$ wird h ein Minimum und zwar $= 760 \cdot 15$ mm.

So lange also die einem Drucke von 15 Atmosphären entsprechende Ausflussgeschwindigkeit der tropfbaren Flüssigkeit unterhalten wird, so lange sind die geforderten Bedingungen für denjenigen Raum gegeben, in welchen die Luft aus dem zu entleerenden Reservoir abfliessen kann. Dabei wird vorausgesetzt, dass $A = 4a$.

Als Flüssigkeit eignet sich besonders Quecksilber, weil dasselbe zugleich als Sperrflüssigkeit gegen die auszupumpende Glocke dienen kann, so dass die Anwendung eines sonst nöthigen Hahnes oder Ventiles entbehrlich

wird. Der Apparat muss deshalb aus Eisen construirt werden. Das Quecksilber wird aus einem Reservoir (gusseisernen Kasten) durch zwei Pumpen (Kolbendurchmesser 15 mm, Hubhöhe 200 mm) aufgesogen und mittelst derselben beim Rückgang ihrer Stempel einem Windkessel und von diesem dem Ausflussrohr überliefert (Querschnitt der Zuflusskanäle zu den Pumpen und Ventilen durchweg 1 qcm). Die Mündung des letzteren führt wiederum unter die Quecksilberoberfläche im Reservoir, so dass sich dadurch die Flüssigkeit im dauernden Kreislauf befindet. Die Verengung der Einflussöffnung vom Ansatzrohr geschieht durch eine Röhre, welche zu dem Luftpumpenteller führt, und dieser befindet sich in einer Höhe über dem Quecksilberniveau im Reservoir, welche mehr als die Barometerhöhe beträgt. In dem besonders wichtigen, gusseisernen Ansatzstück, das sich auf der hohen Kante des aus entsprechend durchbohrten Gussstahlplatten (175 mm lang, 125 mm breit) zusammengesetzten Fussgestells der Pumpen befindet, ist ein Hohlraum (*ss*) eingearbeitet, in welchen der Ausflusskanal des Fussgestells, sowie eine conische Röhre (*Ao*) und eine cylindrische Röhre (*Lc*) münden. *Ao* hat bei *A* einen inneren Durchmesser von 3,20 mm und bei *o* einen solchen von 4,95 mm bei einer Länge von 29,50 mm. *Lc* ist bei *c* auf eine längere Strecke bis auf einen äusseren Durchmesser von 4,02 mm cylindrisch abgedreht und in diesem Theile bis auf die geringste Wanddicke ausgebohrt. Gegen *L* hin besitzt sie dagegen sowohl aussen als innen einen grösseren Durchmesser. Der dünnere Theil der letzteren Röhre kann nun soweit in die erstere Röhre eingeschoben und dann festgestellt werden, dass der Zwischenraum zwischen *c* und dem Theil *o* der conischen Röhre den 4. Theil des Querschnittes bei *A* beträgt.

Das aus dem Windkessel in den Hohlraum *ss* fliessende Quecksilber kann nur durch den ringförmigen Zwischenraum zwischen *o* und *c* weiter fliessen. Wird nun das Quecksilber mit 15 Atmosphären Druck durch diesen gepresst, so entsteht daselbst Luftleere. Es wird also die

Luft der mit der Luftpumpenglocke communicirenden Röhre Lc abfliessen und, vom Quecksilber mit fortgerissen, mit diesem bei A in das grosse Reservoir resp. die freie Luft austreten. Wird dann das Spiel der Pumpen unterbrochen, so steigt das Quecksilber infolge des äusseren Luftdrucks in der Verbindungsröhre gegen die Luftpumpenglocke empor, um sich innerhalb der Röhre der Barometerhöhe asymptotisch anzunähern. Die Verdünnung lässt sich bis auf 1 mm Quecksilber bringen.

Besondere Vortheile dieser Pumpe sind das Fehlen eines sogen. schädlichen Raumes und die Entbehrlichkeit jedes Hahnes und aller Ventile in dem Theile, in welchem die Luftbewegung stattfindet.

Bei dem auf der Londoner Ausstellung wissenschaftlicher Apparate im Mai 1876 (Nr. 595 des Katalogs) ausgestellten Exemplar war das aus starkem Eichenholz gefertigte Gestell 107 cm hoch. Die untere, den Eisenkasten tragende Platte war 77 cm lang, die obere, den Luftpumpenteller tragende, dagegen nur 42 cm, während die Breite beider 31 cm betrug.

Die Durchflussmenge des Quecksilbers durch die ringförmige Oeffnung (oc) von 2,01 qmm Querschnitt bei 15 mal 760mm Quecksilberdruck beträgt für eine Secunde 30066cmm. Auf einen Contractionscoëfficienten braucht bei der eigenthümlichen Gestalt der Oeffnung nicht Rücksicht genommen zu werden. Ferner wird durch die beiden Stiefel bei n Umdrehungen eine Quecksilbermenge von $n \,.\, 76686$ cmm jener Oeffnung zugeführt. Sollen diese beiden Werthe einander gleich sein, so würde die nöthige Quecksilbermenge bei 0,425 Umdrehungen der Welle in 1 Secunde, oder bei 1 Umdrehung in 2,35 Secunden geliefert werden. Nach Fertigstellung des Apparates zeigte sich aber, dass ein Mann bequem eine Umdrehung schon in 1 Secunde zu leisten vermag, dass also bei geeigneter Wahl grösserer Abmessungen ein noch rascheres Evacuiren möglich ist.

Gt.

II. ***Lavaut de Lestrade.*** *Apparat zum Studium der Fallgesetze* (Les Mondes (2) XLV. p. 501—509. 1878.).

Der Apparat ist fast vollkommen identisch mit dem von E. Lebourg (Beibl. II. p. 247) angegebenen. E. W.

III. ***A. Cornu und J. B. Baille.*** *Bestimmung der mittleren Dichtigkeit der Erde* (C. R. LXXXVI. p. 571—574. 699—702. 1001—04. 1878.).

Die Verfasser haben ihre 1873 publicirten Versuche zur Bestimmung der mittleren Erddichte nach der Methode von Cavendish unter Beobachtung mehrerer neuer Vorsichtsmassregeln und mit einigen Verbesserungen fortgesetzt, namentlich haben sie die anziehende Quecksilbermasse verdoppelt und die Entfernung des Wagebalkens von derselben vermindert. Bei den Versuchen wird jede Beobachtung während der Ortsveränderung der Massen vermieden, und nur die definitive Ruhestellung des Wagebalkens der Torsionswage bestimmt. Vorläufig normirt sich der Werth der Erddichtigkeit auf 5,56.

Der Inhalt der vorliegenden Publicationen beschäftigt sich in der Hauptsache mit den Methoden, die Ruhelage eines schwingenden Wagebalkens zu bestimmen. Die Herren Cornu und Baille geben an, dass von ihnen die seit 40 Jahren allgemein bekannte, und auch sonst vielfach angewandte Berechnung der Ruhelage unter Annahme eines logarithmischen Decrementes der Schwingungen bei Untersuchungen dieser Art zuerst benutzt worden sei. — Die Verfasser fanden auch ihrerseits, dass der an einem elastischen Drahte aufgehängte Stab sehr genau Schwingungen der angegebenen Art vollführt.

Sie finden in den Beobachtungen von Baily wesentliche Abweichungen von diesem Gesetze, bedingt durch die während der Beobachtungen selbst stattfindende Verlegung der Massen, die unmöglich ohne jede Mittheilung von Erschütterungen an den Wagbalken stattfinden konnte. Rücksichtnahme auf diesen Fehler, lässt die Verfasser das Bai-

ly'sche Resultat 5,67 um 0,116 vermindern, also dem ihrigen sehr nahe bringen.

Der dritte Aufsatz behandelt die Schwingungen eines aufgehängten Stabes unter dem Einflusse einer Kraft, welche der Ablenkung nicht genau proportional ist, sondern noch von der zweiten Potenz derselben abhängt. Da eine derartige Kraft mit der Ablenkung das Vorzeichen nicht wechselt, charakterisirt sie sich als Störung, auf die bei sehr feinen Versuchen Rücksicht zu nehmen wäre. — Die Gl. der Bewegung wäre dann:

$$\frac{d^2\omega}{dt^2} + h\frac{d\omega}{dt} + 3\omega = w\omega^2,$$

und das Integral derselben nimmt unter der Bedingung, dass das Quadrat des Coëfficienten h zu vernachlüssigen ist, die Gestalt an:

$$\omega = Ae^{-\alpha t}\sin 2\pi\frac{t-t_0}{T} + \frac{wA^2e^{-2\alpha t}}{3s}\left[1+\cos^2 2\pi\frac{t-t_0}{T}\right],$$

wo $\alpha = \frac{h}{2}\cdot\frac{2\pi}{T} = \sqrt{s^2-\alpha^2}$.

Die auf solche Art stattfindenden Schwingungen charakterisiren sich in folgender Weise.

Es findet beinahe ungestörte geometrische Abnahme der Schwingungen (im Verhältnisse 1:2) statt.

Der Punkt ω_1, welcher die Distanz zweier Elongationen im Verhältniss 1:2 theilt, liegt von der Ruhelage ω_0 um $\frac{wA^2e^{-2\alpha t}}{3s}$ entfernt; der Punkt ω_2 dagegen, welcher der Mitte zweier gleichsinnigen Durchgangszeiten entspricht, hat den doppelten Abstand von ω_0 wie ω_1, so dass der zu ω_2 jenseits von ω_1 gelegene Punkt ω_0 ist.

Die Anwendung dieser allgemeinen Ergebnisse auf ihre Specialuntersuchungen werden die Verf. später geben.

Zn.

IV. ***Outerbridge.*** *Sehr dünne Goldschichten* (Les Mondes (2) XLV. p. 9—10. 1878.).

Es gelang dem Verfasser, auf galvanischem Wege auf Kupferblech sehr dünne, und doch ganz continuirliche Gold-

schichten niederzuschlagen, die nur eine Dicke von 1:2798000 Zoll besassen. Um die Dicke zu ermitteln, wurde das betreffende Kupferblech vor und nach der Vergoldung gewogen.

E. W.

V. ***Duclaux.* *Ueber die Oberflächenspannung in der Reihe der Alkohole und Fettsäuren*** (Ann. de chim. et de phys. (5) XIII. p. 76—101. 1878.).

Der Verfasser bestimmte mittelst der Methode fallender Tropfen die Capillarconstante einer Reihe von Flüssigkeiten und Gemengen. Ein Tropfenzähler war mit einer solchen Oeffnung versehen, dass 5 ccm Wasser bei 15° C. 100 Tropfen geben. Gibt dasselbe Volumen einer anderen Flüssigkeit, deren spec. Gewicht d sei, n Tropfen, so ist $\frac{100 \,.\, d}{n}$ die im folgenden angegebene Capillarconstante, welche wir mit α bezeichnen wollen. Sie stellt dar das Verhältniss der Constanten α (in der gebräuchlichen Bezeichnung) der Flüssigkeit zu α für Wasser, letztere Grösse = 1 gesetzt. Wir geben im folgenden die hauptsächlichsten Zahlen; die erste Columne „v %“ gibt den Gehalt an Alkohol in Volumprocenten an. Um die Empfindlichkeit der Methode beurtheilen zu können, vielleicht zum Zwecke technisch-chemischer Bestimmungen, führen wir an, dass z. B. bei Alkohol die Tropfenzahl von 100 bis 270 steigt bei einer Aenderung von 0 auf 100 % und von 100 bis 200 bei einer Aenderung von 0 auf ca. 27 Volumproc.

Amylalkohol.			Capylalkohol.		Ameisensäure.		
v %	d	α	v %	α	v %	d	α
0	1	1	0	1	0	1	1
0,1	—	0,900	0,015	0,800	6,7	1,019	0,894
0,2	—	0,830	0,03	0,700	13,5	1,038	0,830
0,3	—	0,775	0,04	0,660	20,0	—	0,789
0,4	—	0,730	0,05	0,633	26,5	1,071	0,751
0,5	0,9994	0,695	0,06	0,606	33,5	—	0,725
0,6	—	0,668	0,08	0,545	40,0	1,105	0,705
0,7	—	0,645	0,10	0,521	45,0	—	0,685
0,8	—	0,625	0,12	0,495	53,0	1,130	0,665
0,9	—	0,610	0,15	0,452	100,0	—	0,534
1,0	0,9988	0,594	0,16	0,444			
2,0	0,9975	0,479					
3	0,9966	0,408					
4	0,9955	0,358.					

Isopropylalkohol.

v %	d	α
5	0,9934	0,680
10	0,9868	0,574
18,2	0,9787	0,484
25	—	0,430
30	0,9605	0,395
40	0,9477	0,351
60	0,9064	0,330
80	0,8584	—
100	0,797	0,300.

Essigsäure.

v %	d	α
1	1,001	0,940
2	1,002	0,901
3	1,004	0,869
4	1,0055	0,841
5	1,0075	0,819
6	1,009	0,800
7	1,0105	0,782
8	1,0125	0,767
9	1,0145	0,754
10	1,0155	0,741
20	1,0275	0,644
30	1,041	0,587
40	1,0515	0,547
60	1,067	0,503
80	1,073	0,456
100	1,0635	0,396.

Buttersänre.

v %	d	α
0,5	—	0,838
1	—	0,752
2	1,001	0,655
3	—	0,589
4	1,002	0,544
5	—	0,51
6	1,003	0,48
7	—	0,46
8	1,005	0,45
9	—	0,42
10	1,006	0,41.

Methylalkohol.

v %	d	α
0	1	1
1	—	0,962
2	0,9971	0,932
3	—	0,905
4	—	0,880
5	0,9929	0,856
6	—	0,840
7	—	0,824
8	—	0,806
9	—	0,793
10	0,9879	0,777
20	0,9742	0,660
30	—	0,590
40	0,9500	0,530
50	0,9345	0,488
60	0,9234	0,458
70	—	0,425
80	0,8713	0,392
90	0,8462	0,360
100	0,7995	0,302.

Aethylalkohol.

v %	d	α
0	1	1
1	0,9985	0,933
2	0,9970	0,830
3	0,9956	0,775
4	0,9942	0,812
5	0,9929	0,785
6	0,9916	0,760
7	0,9903	0,740
8	0,9891	0,720
9	0,9878	0,700
10	0,9867	0,682
20	0,9763	0,568
30	0,9657	0,490
40	0,9594	0,440
50	0,9348	0,410
60	0,9141	0,382
70	0,8907	0,365
80	0,8645	0,350
90	0,8346	0,338
100	0,7947	0,302.

Isobutylalkohol.

v %	d	α
0	1	1
0,2	—	0,930
0,4	—	0,866
0,6	—	0,813
0,8	—	0,775
1,0	—	0,742
1,5	—	0,680
2	—	0,640
2,5	0,9950	0,600
3	—	0,572
4	—	0,525
5	0,9930	0,489
6	0,9915	0,455
7	—	0,430
8	—	0,410
9	—	0,386
10	0,9875	0,370.

Ueber die einzelnen Präparate ist zu bemerken: Methyl- und Aethylalkohol waren chemisch rein; der Isopropylalkohol siedete constant bei 83° unter einem Druck von

0,740 m. Die ersten und letzten Theile des Destillators ergaben genau dieselbe Capillarconstante, eine sehr empfindliche Probe; so konnte Buttersäure nicht bis zu diesem Grad der Reinheit gebracht werden. Der Isobutylalkohol siedete bei 107°, der Amylalkohol bei 128—129°, der Caprylalkohol in der Nähe von 107° und war nicht vollkommen rein. Die Buttersäure enthielt Spuren von Valeriansäure, deren Menge aber durch Analyse nicht bestimmt werden konnte.

Die Curven für die Oberflächenspannung y als Function des Volumenprocentgehaltes x ergaben bei Methylalkohol eine Biegung bei 70 %, bei Aethylalkohol in der Nähe von 100 %, bei Essigsäure zwischen 40 und 90 %; das Maximum der Dichte der Essigsäure liegt bei 80 %. Die Lösungen der Buttersäure haben ein Dichtigkeitsmaximum = 1,007 bei ungefähr 20 % Vol.. — Alle Curven lassen sich darstellen in der Form $y = k(e^x - 1)$, mit Ausnahme der des Methylalkohols und des sehr concentrirten Aethylalkohols. — Stellt man für einen Körper die Curve dar $x = f(y)$, so ist für alle obigen dieselbe gegeben als $x = kf(y)$, wo k ein für jeden Stoff constanter Coëfficient ist, von welchem es jedoch Duclaux nicht gelang, einen Zusammenhang mit dem Moleculargewicht aufzufinden. Die direct gefundenen Werthe k für verschiedene Concentrationen schwanken nur innerhalb enger Grenzen (16 bis 18, 9,1 bis 9,3, 31 bis 34 etc.); dabei ist der Gehalt ungelöster Substanz für Flüssigkeiten von derselben Capillarconstante in einzelnen Fällen wie 700 : 1. Br.

VI. ***Ludwig Boltzmann.*** ***Ueber eine neue Bestimmung einer auf die Messung der Molecüle Bezug habenden Grösse aus der Theorie der Capillarität*** (Wien. Ber. Mai-Heft. 1877. Separatabz. p. 1—13.).

Der Verfasser sucht eine Grösse, deren Länge von der Ordnung des Moleculardurchmessers sein muss, mit Hülfe der Capillaritätstheorie zu bestimmen und berechnet dazu zunächst aus derselben die Arbeit α, welche

erforderlich ist, um die freie Oberfläche einer Flüssigkeit um 1 Quadratmillimeter zu vergrössern. Befindet sich in zwei communicirenden Röhren von den Radien r und R eine sie benetzende Flüssigkeit vom specifischen Gewichte s bis zu den Höhen z und Z, so berechnet sich die Oberfläche derselben, als ob die Wand der Röhren aus derselben Flüssigkeit bestände. Erhält diese also eine unendlich kleine virtuelle Verschiebung, durch welche sie im engen Rohre um die Höhe δz, im weiteren um $\delta Z = -\frac{r^2 \delta z}{R^2}$ steigt, so verkleinert sich ihre Oberfläche im engen Rohre um die Cylinderfläche $2\pi r\, \delta z$ und vergrössert sich im weiteren um $\frac{2\pi r^2 \delta z}{R}$. Die gesammte Verkleinerung der Flüssigkeitsoberfläche beträgt also $2\pi r\left(1 - \frac{r}{R}\right)\delta z$ und die dabei gewonnene Arbeit $2\pi r\left(1 - \frac{r}{R}\right)\delta z \,.\, \alpha$. Letztere muss im Gleichgewichtsfalle gleich der Arbeit $\pi r^2 s\, \delta z\,(z - Z)$ der Schwerkraft sein, welche nöthig war, das Gewicht $\pi r^2 s\, \delta z$ von der Höhe Z auf die Höhe z zu heben. Für sehr grosse Werthe von R ergibt sich daraus, wenn die Steighöhe $(z - Z) = h$ gesetzt wird:

$$\alpha = r s \frac{h}{2}, \tag{1}$$

also ist die Laplace'sche Constante H gleich 2α.

Denkt man sich nun die Molecüle in einem flüssigen Körper in den Ecken von lauter Würfeln gruppirt, und nimmt man an, dass auf jedes Molecül A nur diejenigen B, C, D etc. wirken, deren Distanz gleich der Seite eines solchen Würfels ist, so befindet sich das Molecül A an der Oberfläche der Flüssigkeit mit einem Molecül, z. B. C, weniger in Wechselwirkung als im Innern derselben, und die Arbeit, welche bei der Ueberführung des Molecüls A an die Oberfläche zu leisten war, ist daher gleich der Arbeit, welche nothwendig ist, um das Molecül C von A zu trennen, d. h. aus der ursprünglichen Distanz in die Distanz unendlich zu bringen. Diese letzte Arbeit wird aber, wenn man die Anziehung der beiden Molecüle als Function

ihrer Entfernung graphisch darstellt, als Differenz zweier, durch die Curve der Anziehung und die Abscissenaxe begrenzten Flächenräume erhalten, der Fläche F, welche bis zur Distanz unendlich, und der Fläche f, welche bis zur ursprünglichen Distanz reicht, beide von der Entfernung ausgehend, in der die Anziehung $= 0$ ist. Befinden sich also N Molecüle in einem Quadratmillimeter der Flüssigkeitsoberfläche, so ist:

$$\alpha = N(F - f).$$

Wird auf eine Flüssigkeit ein negativer Druck ausgeübt, so wird durch denselben die Distanz ihrer Molecüle vergrössert, und es kann daher mit wachsendem negativem Drucke nur so lange ein Gleichgewichtszustand bestehen, als gleichzeitig mit der Entfernung zweier Molecüle die zwischen ihnen wirkende Kraft zunimmt. Hat diese also in einer Flüssigkeitsschicht ihren Maximalwerth p erreicht, so tritt das Zerreissen der Flüssigkeit ein. Folglich ist die zum Zerreissen einer 1 qmm grossen Flüssigkeitsoberfläche erforderliche Kraft:

$$P = Np.$$

Die Länge:

$$\lambda = \frac{\alpha}{P} = \frac{F - f}{p}$$

bestimmt sich folgendermaassen. Würden sich die Molecüle in allen Entfernungen mit ihrer Maximalkraft p anziehen, so müsste ihre Distanz um λ vermehrt werden, damit die zu dieser Distanzvermehrung erforderliche Arbeit jener Arbeit gleichkommt, welche bei dem in der Natur stattfindenden Wirkungsgesetze zur gänzlichen Trennung der Molecüle nothwendig ist. λ ist also eine Grösse, welche von derselben Grössenordnung wie die Wirkungssphäre der Molecüle sein dürfte, und da alle zur Berechnung von α und P gemachten Annahmen, über die Lagerung der Molecüle, die Anzahl der auf jedes wirkenden andern Molecüle, etc. zwar nicht der Wirklichkeit entsprechen, aber doch auf die Grössenordnung des Resultates keinen verändernden Einfluss ausüben dürften, so kann die Grössenordnung der Wirkungssphäre daraus ermittelt werden.

Da der zum Zerreissen einer Flüssigkeit nöthige Zug sehr schwierig zu bestimmen ist, aber die zwischen zwei Molecülen thätigen Kräfte bei festen Körpern nahezu dieselben wie in Flüssigkeiten sein dürften, so hat Boltzmann für die folgenden harten, festen Substanzen aus den Beobachtungen Wertheim's[1]) über die zum Zerreissen nöthige Zugkraft und den Beobachtungen Quincke's[2]) über ihre Capillaritätsconstanten im geschmolzenen Zustande den Werth von λ berechnet und mit den übrigen Bestimmungen (Quincke, Van der Waals) über die Grössenordnung der Wirkungssphäre eine genügende Uebereinstimmung gefunden:

	Fe	Pt	Au	Ag	Cu	Zn	
$\lambda =$	1,6	5,0	5,0	3,1	1,5	6,3	Milliontel Millimeter.

E. L.

VII. ***D. Tommasi.*** *Reduction des Chlorsilbers und Eisenchlorids* (Rend. d. Ist. Lomb. (2) XI. p. 1—9. 1878. Sepratabz.).

Nach einigen weiteren Beispielen zu der schon früher von ihm aufgestellten Theorie über die Wirkung des sogenannten Wasserstoffs in statu nascendi, theilt der Verf. Versuche mit, durch die er gefunden, dass das violette Pulver, das sich bei der Einwirkung des Lichtes auf $AgCl$ bildet, nur eine andere Modification desselben darstellt.

E. W.

VIII. ***J. Puluj.*** *Ueber Diffusion der Dämpfe durch Thonzellen* (Wien. Ber. März. 1877. Separatabz. p. 1—18. April 1877. Separatabz. p. 1—26.).

Die Versuche des Verfassers über die Diffusion zwischen Luft und verschiedenen Dämpfen durch Thonzellen wurden zunächst nach der Methode ausgeführt, dass beide diffundirende Körper ein unendliches Volumen haben und während der ganzen Dauer der Diffusion unter gleichem Drucke stehen. Die Diffusionszelle, von der Form eines

1) Wüllner, Physik I. (3) p. 211.
2) Pogg. Ann. CXXXV. p. 621. 1868; CXXXVIII. p. 141. 1869.

Cylinders mit aufgesetzter Halbkugel von 1,6 mm Dicke und ungefähr 54,5 ccm Inhalt, wurde in einen metallenen Deckel eingekittet, durch welchen zwei Messingröhren, eine weitere fast bis an den Boden der Zelle, eine engere nur wenig unter den Deckel, luftdicht hindurchgingen. Durch die erstere wurden die in einer vielfach durchlöcherten Metallröhre entwickelten Dämpfe, nachdem sie zwei ähnliche Metallröhren passirt hatten, in die Thonzelle eingeleitet und nach dem Durchströmen derselben durch die letztere fortgeführt. Die Diffusionszelle war vollständig in das Innere einer 12 cm langen, 8,5 cm weiten Blechbüchse eingeführt, aus der von ihr nur die beiden Zuleitungsröhren herausragten, und durch welche mittelst eines ähnlichen Röhrensystems ein Luftstrom hindurchgesogen wurde. Dieser ganze, hier nur der Hauptsache nach angegebene Theil des Apparates befand sich in einem Luftbade aus Kupferblech, in dem seine Temperatur mittelst eines Gasregulators stundenlang nahezu constant erhalten werden konnte.

Die beiden gegen einander zu untersuchenden Substanzen wurden also an der Thonzelle zu beiden Seiten derselben vorbeigeführt, durch deren Wand die Diffusion zwischen ihnen stattfand. Die Ableitungsröhre innerhalb der Zelle ging weiter in eine in Wasser stehende grössere Flasche, worin die Dämpfe condensirt wurden, und von da in eine 30 cm lange, vertical befestigte Glasröhre von 2,2 cm Durchmesser, welche als Diffusiometer diente. Dies war unten durch eine möglichst reine Seifenlamelle geschlossen, welche bei den Versuchen mit Alkohol- und Aetherdampf, um eine Diffusion mit der ausserhalb des Diffusiometers befindlichen Luft beinahe vollständig auszuschliessen, ein sehr dünnes und leichtes Glimmerscheibchen von etwas kleinerem Durchmesser als das Diffusionsrohr trug. Bei den Versuchen mit Wasserdampf erschien dasselbe nicht erforderlich, da hier zu beiden Seiten der Seifenlamelle die Luft mit Wasserdämpfen bei der Zimmertemperatur gesättigt war. Die Zeit, in welcher die Lamelle sechs um je 4 cm voneinander abstehende Marken

des Diffusionsrohres passirte, gab die Diffusionsgeschwindigkeit mit der Luft an. Die gleichzeitig durch die Thonzelle von innen nach aussen diffundirenden Dämpfe wurden von der aussen vorbeiströmenden Luft in kleine Fläschchen geführt, worin sie durch Schwefelsäure (Wasserdampf und Alkoholdampf) oder Xylol (Aetherdampf) absorbirt wurden. Der Luftstrom ging aber nicht durch die Flüssigkeit, sondern an deren Oberfläche vorbei, um den Druck zu beiden Seiten der Thonzelle gleich zu erhalten.

Sind in z_1 Minuten π Gramme Dampf von dem spec. Dampfvolumen v_1 absorbirt worden, so ist das in 1 Minute diffundirte Dampfvolumen:

$$D = \frac{\pi v_1}{z_1}.$$

Hat ferner die Seifenlamelle bei dem Barometerstand b und der absoluten Temperatur T', welcher eine Spannkraft s des untersuchten Dampfes entspreche, in z_2 Minuten das Volumen v_2 (= 91,12 ccm) des Diffusiometers durchlaufen, so ist das in 1 Minute diffundirte Luftvolumen, gemessen bei der Temperatur T und dem Drucke p:

$$L = v_2 \frac{b-s}{p} \cdot \frac{T}{T'} \cdot \frac{1}{z_2},$$

und schliesslich das äquivalente Diffusionsvolumen des Dampfes:

$$k = \frac{D}{L}.$$

Das spec. Volumen v_1, gemessen bei T und p, wurde für Wasserdampf den Zeuner'schen Tabellen entlehnt, für Alkohol- und Aetherdampf aus dem specifischen Volumen u der Flüssigkeit, der Verdampfungswärme λ und dem mechanischen Wärmeäquivalent A nach der Formel berechnet: $v_1 = u + \frac{\lambda}{A\,T\frac{dp}{dT}}$. Darin wurde $\frac{dp}{dT}$ für die Siedepunkte beider Flüssigkeiten nach den von Zeuner aus Regnault's Versuchen berechneten Formeln ermittelt, λ für Alkohol durch Interpolation aus den Regnault'schen Zahlen bei 78,3° zu 214,37, für Aether bei 34,9° zu 90,21 festgesetzt. So ergab sich v_1 bei der Siedetemperatur für Alkohol = 630,5 ccm, für Aether = 338,1 ccm, und

diesen Zahlen entsprechen die unten angegebenen Werthe k_2. Ausserdem berechnete der Verf. v_1 aus der Formel:

$$v_1 = \frac{36,2}{p_1 \delta} \sqrt{273 + t},$$

welche sich aus der von Herwig empirisch aufgestellten Relation:

$$v_1 = \frac{pv}{0,0595\, p_1 \sqrt{273 + t}}$$

ergibt und erhielt so die Werthe k_1. Hier bedeutet δ die Dampfdichte, p_1 die Maximalspannkraft des Dampfes bei der Temperatur $t = T - 273$, p und v Druck und Volumen, wenn der Dampf bei dieser Temperatur schon dem Mariotte'schen Gesetze folgt.

Die Versuchsreihe 1 für Wasserdampf wurde mit einer Thonzelle von 2 mm mittlerer Dicke, 3,9 cm äusserem Durchmesser und 8,2 cm Höhe; die Versuchsreihe 2 mit einer Thonzelle von 1,7 mm Dicke, 3,9 cm Durchmesser und 5,3 cm Höhe ausgeführt; die Versuche für Alkohol- und Aetherdampf nur mit der letzteren Thonzelle.

Wasserdampf.

Versuchsreihe 1.				Versuchsreihe 2.			
t	L	D	k_2	t	L	D	k_2
130,4°	40,31	58,44	1,4497	125,3°	31,93	39,56	1,2389
130,7	52,91	68,11	1,2872	120,3	35,78	44,24	1,2365
134,6	69,56	81,55	1,1724	122,7	41,01	51,11	1,2465
132,4	54,64	60,24	1,1026	136,8	95,47	122,80	1,2862
136,8	66,13	92,46	1,3982	145,3	121,57	154,67	1,2723
145,5	97,78	135,54	1,3862	126,9	66,50	84.94	1,2584
144,2	99,49	121,90	1,2256				
		Mittel:	1,2778.			Mittel:	1,2591.

Alkoholdampf.					Aetherdampf.				
t	L	D	k_1	k_2	t	L	D	k_1	k_2
109,1°	44,31	28,46	0,6767	0,7709	65,8°	46,12	34,49	0,7478	0,7820
122,4	37,47	27,28	0,7280	0,8293	65,9	49,99	34,31	0,6862	0,7176
124,5	48,81	37,10	0,7611	0,8659	55,2	34,02	22,53	0,6624	0,6927
123,6	47,63	36,12	0,7583	0,8638	62.9	54,07	37,05	0,6853	0,7167
129,4	57,68	47,94	0,8311	0,9468					
121,5	35,48	27,44	0,7733	0,8809					
		Mittel:	0,7592	0,8651			Mittel:	0,6954	0,7273

Die Mittel sind mit Rücksicht auf das Gewicht der einzelnen Beobachtungen genommen. Die einzelnen Werthe von k sind also für jeden Dampf ziemlich constant, während die von L und D mit wachsender Temperatur beträchtlich zunehmen, obgleich die Porenräume des Thones mit derselben kleiner werden. Für Wasserdampf stimmt der Mittelwerth von k_2 mit der aus der theoretischen Dampfdichte berechneten Verhältnisszahl gut überein, dagegen weichen von derselben für Alkohol- und Aetherdampf die Werthe von k_1 weniger ab, als die von k_2, wie die folgenden Zahlen zeigen:

Dampf.	δ	$\sqrt{\frac{1}{\delta}}$	k_1	k_2
Wasser	0,623	1,2669	1,1390	1,2684
Alkohol	1,613	0,7874	0,7592	0,8651
Aether	2,586	0,6219	0,6954	0,7273

Zur Prüfung dieser Resultate wandte Puluj noch ein zweites Verfahren an, zu welchem er die thönerne Diffusionszelle in Form eines abgestutzten Kegels von 8,2 cm Höhe, 5,5 cm unterem, 3,7 cm oberem Durchmesser und 106,2 ccm Inhalt auf eine Messingscheibe von 7 cm Durchmesser mit angelöthetem kurzem Messingrohr aufkittete, in welches eine mit Millimetertheilung versehene, 2,25 cm weite Glasröhre, das frühere Diffusiometer, eingekittet war. Der Apparat wurde zunächst unter eine 14,5 cm hohe, 12 cm weite Glasglocke mit papierenem, mit Asphaltlack überzogenem Boden gebracht, in der sich ein cylindrisches Gefäss mit einer verdampfenden Flüssigkeit und einer Rolle aus Fliesspapier (um den Raum unter der Glocke vollkommen mit Dampf zu sättigen) befand, und die Diffusionsgeschwindigkeit an dem Vorrücken einer, wie früher das Diffusiometer absperrenden Seifenlamellen mit suspendirtem Glimmerscheibchen beobachtet (Versuche erster Art). Nachdem dann der Stand derselben constant geworden war, wurde die Glasglocke und das cylindrische

Gefäss entfernt und nun die entgegengesetzte Diffusion in gleicher Weise beobachtet (Versuche zweiter Art).

Bezeichnen bei den beiderlei Versuchen A und E resp. A' und E' das Anfangs- und Endvolumen des Gemisches von Gas und Luft innerhalb des Diffusiometers, b den Barometerstand und p den Partialdruck des Dampfes bei der Beobachtungstemperatur, so ergibt sich für die Diffusionsgeschwindigkeiten des Dampfes und der Luft die während der Versuchsdauer als constant angenommene Verhältnisszahl:

$$k = \frac{Ep}{(A-E)b + Ep}, \text{ resp. } \frac{A'p}{(E'-A')b + A'p}.$$

Durch die an den Wänden des Diffusionsrohres verdampfende Seifenlösung wurde die Luft im Innern der Thonzelle immer mit Wasserdampf von bestimmtem Partialdruck gesättigt. Das Glimmerscheibchen rückte deshalb continuirlich gegen das offene Ende des Rohres vor, wenn die Thonzelle sich in freier Atmosphäre befand, und zwar um so schneller, je trockener dieselbe war.[1]) Für die Geschwindigkeit v der durch diese Bewegung angezeigten Diffusion der äusseren Luft stellt der Verf. die Relation:

$$v = CS \log\left(2 - \frac{s}{S}\right)$$

auf, worin S die Spannkraft des Dampfes in und s ausserhalb der Thonzelle, C eine Constante bezeichnet; für $s = 0$ ergibt sich daraus:

$$v' = CS \log 2$$

und daher für die relative Feuchtigkeit F der Luft die Formel:

$$F = 100\left(2 - 2^{\frac{v}{v'}}\right).$$

Eine Reihe von Beobachtungen mit einem etwas kleineren

1) Ebenso, wie bereits schon vor ihm Kundt (Wied. Ann. II. p. 17. 1877), erklärt Puluj ähnliche Versuche von Dufour (Bull. Soc. Vaud. XIII. p. 74), der innerhalb eines mit feuchter Luft angefüllten, durch eine poröse Platte geschlossenen Gefässes eine Druckzunahme beobachtete, wenn sich dasselbe in einem Cylinder mit trockener Luft befand.

Apparat, bei welchem die Diffusion durch eine Gypsplatte von 3,5 cm Durchmesser stattfand, ergab folgende Werthe von *F*, während jedesmal gleichzeitig aus der psychrometrischen Temperaturdifferenz die relative Feuchtigkeit *F'* berechnet wurde:

F:	52,9	43,4	48,8	43,2	81,7	55,6	34,1
F':	53,4	48,4	50,5	46,7	87,8	59,9	31,0
F'−*F*:	+0,5	+5,0	+1,7	+3,5	+6,1	+4,3	−3,1.

Wegen dieser befriedigenden Uebereinstimmung der Werthe *F* und *F'* empfiehlt Puluj, einen derartigen Apparat, dessen Diffusionszelle, um Temperaturschwankungen infolge der stärkeren Verdampfung in trockener Atmosphäre zu vermeiden, besser ganz aus Metall construirt würde, als Hygrometer anzuwenden.

Bei den Versuchen erster Art mit anderen Dämpfen fand neben der Diffusion durch die Thonzelle eine zweite, viel kleinere durch den Flüssigkeitsring zwischen Scheibchen und Glasröhre statt. Zur Beseitigung derselben wurde bald nach Beginn des Versuches in das offene Ende der Glasröhre eine mit der betreffenden Flüssigkeit getränkte Fliesspapierrolle hineingeschoben. Am Schluss der Versuche zweiter Art bewegte sich das Glimmerscheibchen mit fast constanter Geschwindigkeit. Aus dieser und der vor Beginn des entsprechenden Versuches erster Art beobachteten wurde das Mittel genommen und daraus die während der Dauer des Versuches zweiter Art durch die hygrometrische Differenz in- und ausserhalb der Thonzelle bewirkte Senkung des Scheibchens berechnet und dieselbe von der im ganzen erfolgten Senkung abgezogen.

Die Versuche mit Alkoholdampf nach dieser Methode führten zu keinem Resultate, weil mit der Diffusion zugleich eine Condensation und Absorption des Dampfes im Apparate stattfand. Für Aetherdampf und Chloroformdampf wurden folgende Werthe der Diffusionscoëfficienten gegen Luft erhalten:

Aetherdampf.		Chloroformdampf.	
Versuche 1. Art.	Versuche 2. Art.	Versuche 1. Art.	Versuche 2. Art.
0,7279	0,7359	0,4364	0,4203
0,7159	0,7052		0,4491
0,6612	0,7453		0,5397
0,7360	0,7254		Mittel: $k = 0{,}4614$
0,7001	0,6946		$\left(\sqrt{\frac{1}{\delta}} = 0{,}4916\right)$.
0,7427	0,7430		
	Mittel: $k = 0{,}7221$		

E. L.

IX. ***H. Baumhauer.*** *Aetzversuche an Quarzkrystallen* (Z. S. f. Krystgr. II. p. 117—125. 1878.).

Die untersuchten Krystalle von einem Handstück aus dem Maderaner Thal sind, nach den Flächen zu urtheilen, entweder rechte oder linke. Die von Natur matten Flächen $-R$ lassen unter dem Mikroskop erkennen, ob ein Krystall rechts oder links ist. Sie zeigen dreiseitige Vertiefungen, deren grösste Ausdehnung bei rechten Krystallen von rechts oben nach links unten geht, bei linken von links oben nach rechts unten.

Durch die nur kurze Zeit währende Einwirkung von geschmolzenem Aetzkali im Platintiegel entstehen an den Quarzkrystallen mehrere neue Flächen, insbesondere eine schiefe Abstumpfung derjenigen Kanten $R:-R$, an welchen die natürliche Rhombenfläche etc. fehlt, und eine analoge Zuschärfung von $\infty R:\infty R$. Auch eine sehr schmale Abstufung der Kanten $-R:s$ tritt auf. — Die neu entstandenen Flächen lassen sich krystallographisch ziemlich gut bestimmen.

Die Eindrücke auf den Rhomboëderflächen sind ungleichseitig dreiseitig, die auf R nach Form und Lage verschieden von denjenigen auf $-R$; zudem liegen sie auf den gleichnamigen Flächen rechter und linker Krystalle in entgegengesetzter Richtung. Ihrer grössten Ausdehnung nach gehen sie auf $-R$ ungefähr parallel der Kante $\infty R:-R$, auf R parallel $x:R$.

Die Vertiefungen auf den Prismenflächen sind fünfseitig, meist bestehen sie jedoch aus einer geraden Seite

und einem Halbkreis; diese Gestalten liegen stets so, dass sie die geradlinige Seite der an der betreffenden Prismenfläche unten liegenden Rhombenfläche zukehren, wenn der Krystall so steht, dass sich oben an der Prismenfläche R, unten $-R$ befindet. Rechte und linke Krystalle unterscheiden sich also durch die Richtung der geraden Seite der Aetzfiguren.

Die betreffenden Krystalle zeigten auf $\pm R$ nie Spuren einer Vereinigung von einem rechten und einem linken Individuum, wohl aber war dies der Fall auf den Prismenflächen. Rechts- und linksdrehende Stücke stossen in geraden Linien zusammen, rechtsdrehende mit rechtsdrehenden in verwendeter Stellung dagegen in krummen Linien. Einige der untersuchten Krystalle sind demgemäss als Vierlinge zu deuten.

Zum Schluss gibt Baumhauer noch einige Bemerkungen über glänzende und matte Flächen der Rhomboëder und Prismen nach Rose's und seinen eigenen Beobachtungen.

E. K.

X. *F. Klocke. Ueber die Aetzfiguren der Alaune* (Z. S. f. Krystgr. II. p. 126—146. 1878.).

Die Aetzfiguren auf den Octaëderflächen der Alaune sind dreiseitige, vertiefte Pyramiden. Die Durchschnittslinien derselben mit den geätzten Flächen bilden gleichseitige Dreiecke, welche derart orientirt sind, dass ihre Seiten den Octaëderkanten parallel, die Spitzen aber gegen letztere gekehrt sind. Die Kanten und die Spitze der negativen Aetzpyramide sind vollkommen scharf. Ueber die Grösse der Aetzfiguren gibt es keine Regel, ebensowenig über die Vertheilung. Die vertiefte Spitze erscheint selten abgestumpft durch eine Fläche, welche der geätzten Octaëderfläche parallel ist.

Auf den Hexaëderflächen entstehen vertiefte vierseitige Pyramiden; der Umriss auf den Hexaëderflächen ist ein Quadrat, dessen Seiten parallel sind der Kante $\infty 0 \infty : 0$.

Auf den Dodekaëderflächen entstehen nur kleine, in der Mitte etwas breitere Furchen parallel den angrenzenden Oktaëderkanten.

Die Aetzfiguren entstehen momentan bei jeder noch so flüchtigen Berührung mit Wasser oder einem feuchten Körper. Ihre Grösse ist unveränderlich bis zu ihrem Verschwinden in Lösungen, welche den Krystall stark angreifen. Auch der Grad der Vertiefung ist constant. Bei der Auflösung von Alaunen bilden sich Aetzfiguren nur im Momente der Einlegung, verschwinden dann und erscheinen nicht mehr.

Es ist aus mehreren Gründen wahrscheinlich, dass die die Aetzfiguren bildenden Flächen gesetzmässige Krystallflächen sind; doch ergeben sich für jeden Krystall andere Winkel. — Die Flächen der Aetzfiguren auf den Octaëderflächen gehören Triakisoctaëdern (mO) an; der Werth von m schwankt zwischen 1,1547 und 1,3908. — Auf den Hexaëderflächen erscheinen in den Aetzfiguren Flächen, die Ikositetraëdern angehören, und zwar 30 O 30 bis 15 O 15.

Durch Chlorwasserstoff- und Salpetersäure werden sechsflächige vertiefte Pyramiden auf den Alaunoctaëderflächen erzeugt, wovon drei Triakisoctaëdern und drei Ikositetraëdern angehören. Die Säuren erzeugen jedoch nur bei bestimmter Concentration derartige Aetzfiguren: zu starke rufen gar keine hervor, zu verdünnte dagegen Wasserfiguren. Am besten erhält man die Säure-Aetzfiguren durch Eintauchen in eine nahezu gesättigte Lösung von Alaun in Säure.

Schwefel- und Essigsäure lieferten ebenfalls nur Wasserfiguren. Verdünnte Natronlauge erzeugt sehr flache dreiseitige Aetzfiguren, eine breite Octaëderfläche darbietend und nur von einer schmalen Stufe, aus Flächen eines Triakisoctaëders gebildet, eingefasst.

Mit Aetzfiguren bedeckte Alaune werden in gesättigter Lösung bei Verdunstung schnell ausgeheilt. — Legt man einen Kali-Alaun-Krystall in eine nicht ganz gesättigte Lösung von Eisen-Alaun, so erscheinen auf den Octaëder-

flächen Aetzfiguren, auf Hexaëderflächen dagegen Fortwachsungen in Gestalt von Octaëderspitzen, sodass man hier den interessanten Fall direct vor Augen hat, dass ein und derselbe Krystall in der Richtung senkrecht zu den Octaëderflächen abgeschmolzen wird, während er in den zum Hexaëder normalen Richtungen gleichzeitig wächst. E. K.

XI. ***F. Klocke.*** ***Ueber die Empfindlichkeit von Alaun-Krystallen gegen geringe Schwankungen der Concentrationen ihrer Mutterlauge*** (Ber. d. naturf. Ges. zu Freiburg i. B. VII. (2) p. 261—269. 1878.).

Pfaundler und Handl geben an, dass Wachsen und Abschmelzen eines Krystalles in seiner für die herrschende Temperatur genau gesättigten Lösung einander das Gleichgewicht halten. Lecoq de Boisbaudran behauptet, dass ein Krystall kleinen Veränderungen der Temperatur gegenüber sich überhaupt „träge“ verhalte.

Nach Klocke liefert das momentane Auftreten von Aetzeindrücken auf Alaunkrystallen in gesättigter Alaunlösung bei ganz geringfügiger Verdünnung den directen Beweis für die Richtigkeit der Theorie Pfaundler's.

Beiläufig macht Klocke darauf aufmerksam, dass einseitig abgeschmolzene Krystalle beim Weiterwachsen bisweilen einen Pseudo-Hemimorphismus zur Schau tragen.

E. K.

XII. ***H. J. S. Smith.*** ***Ueber die Eigenschaften eines parallelepipedischen Systems*** (Proc. of the Crist. Soc. London 1877. p. 40. Referat in Z. S. f. Krystgr. II. p. 204. 1878.).

Der Verfasser untersucht mit Hilfe der Invariantentheorie, wie viele Fälle scheinbar symmetrischer Anordnung der Molecüle — von einem Punkte aus gesehen — möglich sind in einem parallelepipedisch angeordneten System von Punkten. Er findet natürlich die bekannten Fälle krystallographischer Symmetrie. E. K.

XIII. ***Panebianco.*** *Krystallographische und chemische Notizen* (Atti d. Reale Accad. dei Lincei. (3) II. p. 1—6. 1878. Separatabz.).

Der Verfasser gibt die Darstellung, Eigenschaften und Analysen von 7 Benzylverbindungen, deren krystallinische und optische Eigenschaften folgende Tabelle enthält:

Substanz.	Krystallsystem und Axenverhältniss.	Spaltbarkeit.	Optische Eigenschaften.
1. Benzylsantonat..	rhombisch 0,7701 : 1 : 0,4159	∥ ∞ $\bar{P}$ ∞	Opt. Formel nach Grailich b a c + 2 V = 85° 57′ und 86° 15′ Spitze Bis. ∥ der Axe *c*. Doppelbr. positiv $\varrho < v$.
2. Tribenzylamin.	monoklin 1,22417 : 1 : 1,01301 η = 95° 4′ 2″ Zwillingsebene ∥ ∞ P ∞	∥ oP unterbrochen.	Axenebene ⊥ auf ∞ P ∞ Spitze Bis. circa 35° geneigt gegen *a* im Quadrant *a* : — *c*. Doppelbr. positiv. Horiz. Disp. 2 H_a = 82°. $\varrho < v$.
3. Tribenzylammonium-Platinchlorid.	monoklin 1,1588 : 1 : 1,6073 η = 105° 43′	?	?
4. Tribenzylammonium-chlorid.	rhomboëdrisch.	?	Doppelbr. positiv.
5. Tribenzylammonium-sulfat.	monoklin 0,88306 : 1 : 0,88038 η = 100° 25′	∥ ∞ P ∞ vollk.	In Spaltungsblättchen bildet die Auslöschungsrichtung einen Winkel von 39° 30′ mit *a* im Quadrat *a* : — *c*. Drehende Disp. Doppelbr. negativ. 2 H_a = 105° für roth.
6. Tribenzylammonium-alaun.	regulär.	∥ O schwer.	
7. Tribenzylammonium-nitrat.	rhombisch Geneigt fl. hemiedrisch 2,49430 : 1 : 0,99784	∥ ∞ $\bar{P}$ ∞ vollk.	Opt. Formel nach Grailich $\underline{a}$ c b. Spitze Bis. ⊥ auf ∞ $\bar{P}$ ∞. Disp. $\varrho < v$. 2 E = 45° 20′ für roth. = 47° 40′ für violett.

E. K.

XIV. *Al. Naumann. Ueber die Destillation von Benzol, Toluol und Xylol durch eingeleiteten Wasserdampf* (Chem. Ber. X. (2) p. 1421—28. 1877.).

XV. — *Ueber Destillation von Terpentinöl und Kohlenstofftetrachlorid durch eingeleiteten Wasserdampf* (ibid. p. 1819—21.).

XVI. — *Ueber Destillation von Nitrobenzol, Aethylchlorid, Aethylbenzoat und Naphtalin durch eingeleiteten Wasserdampf* (ibid. p. 2014—17.).

XVII. — *Ueber eine neue Methode der Moleculargewichtsbestimmung* (ibid. p. 2099—2102.).

XVIII. — *Ueber Dampfspannungen einiger chemischer Verbindungen und deren Bestimmung* (Chem. Ber. XI. p. 33—35. 1878.).

XIX. *A. Horstmann. Ueber Naumann's neue Methode der Dampfdichtebestimmung und die Dampfdichte der Essigsäure* (ibid. p. 204—205.).

XX. *A. Naumann. Zur molecularen Constitution der Dämpfe als Antwort auf Horstmann's Bemerkungen* (ibid. p. 429—431.).

XXI. *H. Kopp. Zu A. Naumann's Methode der Moleculargewichtsbestimmung* (ibid. p. 689—692.).

Die von A. Naumann angestellten Versuche hatten anfänglich den Zweck, die Gewichtsverhältnisse festzustellen, in welchen mit Wasser nicht mischbare, flüchtige Substanzen beim Einleiten von Wasserdampf gleichzeitig mit Wasser überdestilliren und erstrecken sich zunächst auf Substanzen, deren specifisches Gewicht geringer ist, als das des Wassers; Benzol, Toluol, Xylol und Terpentinöl. Als Siedegefäss dient eine aufrecht stehende tubulirte Vorlage und werden die Wasserdämpfe unten von der Seite eingeleitet. Aus einer Reihe von angestellten Versuchen ergaben sich als allgemeine Resultate eine constante Siedetemperatur für jedes untersuchte Flüssigkeitsgemenge und ein constantes Mengenverhältniss der beiden über-

destillirenden Bestandtheile. Dabei liegt die Siedetemperatur des Gemenges stets unter derjenigen, welche der niedriger siedende Theil für sich hat und ist die Temperatur der Dämpfe stets höher, wie die der gemengten Flüssigkeiten. Ganz dieselben Erscheinungen zeigen sich bei Substanzen von höherem specifischen Gewicht, von denen Kohlenstofftetrachlorid, Nitrobenzol, Aethylbromid, Aethylbenzoat und Naphtalin denselben Untersuchungen unterworfen wurden. Nur bei Aethylbromid konnte ein Unterschied zwischen der Temperatur des Dampf- und Flüssigkeitsgemenges nicht nachgewiesen werden.

Daraus, dass das Verhältniss der in den bekannten Moleculargewichten ausgedrückten Menge der überdestillirten Bestandtheile gleich ist dem Verhältniss der Dampfspannungen der Bestandtheile bei der Siedetemperatur, folgert Naumann eine neue Methode der Moleculargewichtsbestimmung. Bezeichnet g das Gewicht des einen überdestillirten Bestandtheiles, m dessen Moleculargewicht, p die Dampfspannung bei der Siedetemperatur t des Gemenges unter dem Barometerstand b; sind G, M, P die entsprechenden Grössen für den anderen Bestandtheil, so ist:

(1) $$\frac{g}{m} : \frac{G}{M} = \frac{p}{P} \text{ und hieraus:}$$

(2) $$M = \frac{m G p}{g P}.$$

Nimmt man für Wasser $m = 18$, p aus den Regnault'schen Tabellen, $P = b - p$, so lässt sich M bestimmen, da sich g und G aus dem Versuch ergeben.

Folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung der gefundenen Resultate bei der Destillation durch eingeleiteten Wasserdampf und zwar bedeutet S die Substanz, s ihr specifisches Gewicht, t_1, t_2, t_3 die Siedetemperatur der Flüssigkeit für sich, des Flüssigkeitsgemenges, des Dampfgemenges, die Bedeutungen von $\frac{g}{m} : \frac{G}{M}$ und von $p : P$ resultiren aus Obigem:

S	s	t_1	t_2	t_3	b	$\frac{g}{m} : \frac{G}{M}$	$p:P(t_3)$
Benzol	0,8773	79,5°	68,5°	69,1°	742	0,41	0,42
Toluol	0,8657	108,5	82,4	84	752	1,27	1,26
Terpentinöl . . .	0,8827	160	93,2	94,8	745,5	6,6	5,83
Kohlenstofftetrachlorid	1,599	76,1	65,7	66,7	747	0,36	0,36
Nitrobenzol . . .	1,2060	208	98,6	99	753	38,5	33,3
Aethylbromid . . .	1,4069	72	37	37	741	0,064	0,065
Aethylbenzoat . .	1,048	213	98,7	99,1	751	49,91	45,99
Naphtalin	—	218	97,4	98,8	750	38,98	36,4

Setzt man in Gleichung (1) *M* als bekannt voraus, so erhält man *P* und sind hiernach in der folgenden Tabelle din Dampfspannungen bestimmt worden:

S	Temp.	Vacuum.	$b - p$	$\frac{m G p}{M g}$	Benutzt.
Toluol	84,3	333	—	—	—
	84	—	336	331	330
	78	279	—	—	—
	15	31,5	—	—	—
Nitrobenzol	99	21	19,8	19,4	21
	12	0,5	—	—	—
Aethylbenzoat . . .	99,9	16,5	—	—	—
	99,1	—	15,2	15,9	16
	77,5	10,5	—	—	—
	12	0,5	—	—	—
Naphtalin	100	20,5	—	—	—
	98,8	—	22	18,7	20
Antrachinon	99,7	—	—	0,13	—

Die unter „benutzt“ aufgeführten Werthe sind diejenigen, welche gebraucht wurden zur Berechnung der letzten Columne der vorigen Tabelle. Sämmtliche Drucke sind in Millimetern angegeben. —

A. Horstmann, besonders veranlasst durch eine Bemerkung von Naumann, in welcher derselbe auch die Essigsäure an den Kreis seiner Untersuchungen zu ziehen verspricht, hält die Methode von Naumann zur Moleculargewichtsbestimmung für ein Verfahren die Dampfdichte

zu bestimmen, das auf der Beziehung zwischen Dampfdichte, Dampfspannung und Flüssigkeitsmenge, die mit der Volumeinheit eines Dampf- oder Gasstroms überdestillirt, beruht, und im Princip schon von ihm angewandt worden sei zur Bestimmung der Dampfdichte der Essigsäure, indem er die Menge der Essigsäure in einem mit Essigsäuredampf gesättigten Luftstrom in der Volumeneinheit festgestellt habe. A. Naumann erkannte die Priorität Horstmann's nicht an, indem er sich zunächst gegen die Substitution des Ausdrucks „Dampfdichtebestimmung“ anstatt „Moleculargewichtsbestimmung“ verwahrt und sich durch die darin liegende Veränderung für berechtigt hält, die Horstmann'schen Untersuchungen nicht berücksichtigt zu haben, um so mehr, da er schon bei einer seiner früheren Untersuchungen über die Dampfdichte der Essigsäure dargethan, dass Horstmann zu seinen Versuchen unreinen Eisessig angewandt habe. —

H. Kopp, die Verdienste der Naumann'schen Versuche anerkennend, soweit sie das Gewichtsverhältniss festgestellt haben, in welchem eine mit Wasser nicht mischbare Substanz beim Einleiten von Wasserdampf gleichzeitig mit Wasser überdestillirt, kann doch der Methode von Naumann zur Moleculargewichtsbestimmung nicht beipflichten, da bei Anwendung derselben doch nur das Verhältniss der Dampfdichten $d:D$ sich ergeben könne, während das Verhältniss zwischen den Moleculargewichten nicht als etwas direct Festzustellendes, Thatsächliches zu bestimmen sei. Bei den erwähnten Versuchen könne im wesentlichen kein anderer Vorgang stattfinden, als wenn Wasser mit einer der Substanzen in demselben Gefäss erhitzt werde. Die hier auftretenden Fragen nach Gewichtsverhältniss etc., seien schon vor längerer Zeit von Wanklyn (Proc. R. Soc. XII. p. 534; Ann. Chem. Pharm. CXXVIII. p. 328) und Berthelot (Compt. rend. LVII. p. 430; Ann. Chem. Pharm. CXXVIII. p. 321) behandelt worden. Letzterer habe dargelegt, dass die verdampfenden Mengen der beiden Substanzen, unbeschadet der Gewichtsverhältnisse, in welchen sie vorhanden sind, stehen müssen

im Verhältniss der Producte aus den Dampftensionen in die zugehörigen Dampfdichten, also mit Beibehaltung der bisherigen Bezeichnungen:

$$g : G = dp : DP,$$

in welcher Formel blos an Stelle von $d : D$ zu setzen ist $m : M$, um die Naumann'sche zu erhalten, so dass also Naumann's Versuche die Berthelot'sche Formel von Neuem bestätigt hat. Rth.

XXII. ***A. Horstmann.*** *Ueber die Constitution der Essigsäure* (Chem. Ber. XI. p. 1287—95. 1878.).

Veranlasst wird A. Horstmann zu seinen Versuchen durch eine Bemerkung von Naumann, der ihm gelegentlich des erhobenen Prioritätsstreites (siehe die vorigen Referate p. 472—476) vorwirft, in seinen früheren, dahin einschlägigen Untersuchungen mit unreinem Eisessig gearbeitet zu haben. Schon damals hatten ihn die Mittheilungen von Wanklyn und Berthelot über die fractionirte Destillation auf den Gedanken gebracht, die Essigsäure bei niedriger Temperatur im Luftstrom zu destilliren und die von der Volumeneinheit Luft mitgeführte Gewichtsmenge aufzusuchen. Der zur Wiederholung der Beobachtungen mit möglichst reiner Essigsäure angewandte Apparat besteht im wesentlichen aus Folgendem: Aus einem Gasometer strömt trockene Luft in Essigsäure, die dem Sieden nahe ist, geht mit Essigsäuredämpfen übersättigt durch eine Kühlschlange in einem Wasserbad von constanter Temperatur und wird von einem anderen Gasometer aufgesaugt, nachdem sie vorher ihre Essigsäure in einem Kugelapparat mit Kalilauge in wägbarer Form zurückgelassen hat. Die Resultate weichen von den früher erhaltenen kaum ab und liegen etwaige Unterschiede noch innerhalb der Fehlergrenzen. Folgende Tabelle gibt neben der Temperatur T und Spannung P die gefundene Dampfdichte D, auch sind die früheren Werthe eingeschaltet.

T	P	D	T	P	D
12,4⁰	13,5mm	1,89	29,0⁰	27,9mm	2,45
14,7	15,1	1,78	33,3	33,4	2,58
15,3	15,3	1,95	36,6	38,5	2,67
17,4	16,8	2,09	41,4	46,6	2,62
20,0	18,9	2,13	48,7	63,0	2,98
21,5	20,4	2,24	59,9	97,0	3,12
23,8	22,4	2,23	63,1	110,0	3,19
26,4	25,1	2,31			

Die von Playfair und Wanklyn gegebene Ansicht, wonach sich die abnorm veränderliche Dampfdichte erklären lasse durch Dissociation einer polymeren Verbindung, scheint hiernach nicht stichhaltig zu sein und lassen sich die wirklich beobachteten Eigenthümlichkeiten aus der kinetischen Gastheorie ableiten, durch die schon die bei den Untersuchungen von Andrews sich zeigenden Eigenthümlichkeiten anderer Dämpfe und Gase ihre Erklärung gefunden haben. So lange die Wegstrecken, welche die Gasmolecüle ohne gegenseitige Einwirkung geradlinig zurücklegen, sehr gross sind gegen die gekrümmten Bahnstrecken bei den Zusammenstössen, haben die Gesetze von Mariotte und Gay-Lussac ihre Gültigkeit, während sie Abweichungen zeigen, sobald die geradlinigen Bahnstrecken kürzer werden, und diese Abweichungen können bei gleicher absoluter Dichtigkeit unter verschiedenem Druck und verschiedener Temperatur verschieden gross, und folglich kann die auf Luft bezogene Dampfdichte unter gleichen Bedingungen ungleich sein. Von einer dritten Annahme zufällig gebildeter und durch Cohäsionskräfte zusammengehaltener Molecülgruppen wird abgesehen, da grössere Abweichungen von den Gasgesetzen sich hieraus allein nicht erklären lassen.

Rth.

XXIII. ***H. B. Mecklenburg. Ueber die verschiedenen Methoden die Geschwindigkeit des Schalles zu bestimmen*** (Inauguraldissertation. Halle 1877. p. 1—69.).

In der vorliegenden Arbeit ist eine sehr vollständige historische Zusammenstellung der bisher zur Bestimmung

der Schallgeschwindigkeit angestellten Untersuchungen gegeben.

E. W.

XXIV. **S. Taylor.** ***Ueber die Farben, die dünne flüssige Häutchen unter dem Einfluss von Schallschwingungen zeigen*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 71—76. 1878.). (Zusatz dazu ibid. p. 446.).

XXV. — ***Schallfarbenfiguren*** (Nature XVII. p. 426—427. 1878.).

XXVI. — ***Phoneidoskopische Darstellung von Vocalen und Diphtongen*** (ibid. p. 447.).

XXVII. **S. P. Thompson.** ***Die akustischen Eigenschaften von Häutchen aus Seifenlösung*** (ibid. p. 486.).

Bringt man dünne Häutchen aus Seifenwasser und Glycerin auf die Oeffnung eines Helmholtz'schen Resonators, und streicht in der Nähe derselben eine den entsprechenden Ton gebende Stimmgabel an, so bilden sich ganz bestimmte farbige, geradlinigte oder gekrümmte Figuren[1]) aus, die symmetrisch angeordnet, und von einem oder mehreren, in entgegengesetzten Richtungen rotirenden Farbenwirbeln begleitet sind. Die Farben ändern sich, wenn das Häutchen dünner wird. Oft tritt eine plötzliche Veränderung der ganzen Figur ein, begleitet von einer lebhaften Rotation des ganzen Häutchens, nach der eine ganz andere, einfachere Figur sich zeigt, die eventuell selbst wieder einfacheren Platz macht. Die Farbenwirbel sind stets symmetrisch angeordnet und drehen sich um so schneller, je stärker der angestrichene Ton ist. Figurentafeln geben die einzelnen beobachteten Erscheinungen wieder.

Statt die Häutchen über die Resonatoröffnung selbst zu spannen, kann man sie auch auf einem besonderen Metallring herstellen, den man dem Resonator nähert. Erzeugte man Töne, die von dem Grundton des Resonators nicht zu weit entfernt lagen, die er also auch noch verstärkte, so zeigten sich schon bei den kleinsten Höhenänderungen der

---

1) Auch Auerbach hat diese Figuren zur Untersuchung von Schallschwingungen benutzt Pogg. Ann. Ergzbd. VIII. p. 177. 1877.

Töne Formänderungen der betreffenden Figuren. Die Grenzen der Tonhöhe, innerhalb deren Figuren erhalten werden konnten, waren viel weiter, als die, innerhalb deren eine hörbare Verstärkung durch den Resonator bemerkbar war.

Wurde das Häutchen zwischen die offenen Enden zweier Resonanzkästen gestellt, die mit Stimmgabeln verbunden waren, die consonirenden Intervallen entsprachen, so zeigten sich bei sorgfältigen Versuchen gleichfalls regelmässige Bewegungen. War die Tonhöhe der beiden Stimmgabeln fast gleich, so dass Schwebungen zu hören waren, so trat eine oscillirende Bewegung der, wenn nur eine Stimmgabel tönte, nahezu gleichen Figuren um ihre mittlere Lage ein, deren Periode gleich der Periode der Schwebungen war. Die Wirbel rotirten während der einen Hälfte der Schwebung in einem Sinne, während der zweiten im gerade entgegengesetzten. Stellte man die beiden Stimmgabeln auf dieselbe Seite des Häutchens, so zeigte sich in den Farbenwirbeln eine Rotation während der einen Hälfte der Schwebung, und Ruhe, während der andern Hälfte. Ein Zusammenfallen der Ruhe und Bewegung mit den Minimis und Maximis der Intensität wurde nicht stets beobachtet.

Zwei der Tonhöhe nach gleiche, der Klangfarbe nach aber verschiedene Töne geben wesentlich verschiedene Figuren. Zum Schluss bemerkt noch der Verf., dass die von E. B. Tylor (cf. Beibl. I. p. 498) untersuchten Erscheinungen nicht mit den von ihm beobachteten zusammenfallen dürften, da ersterer nur unregelmässige Bewegungen beobachtet hat.

Die Gestalt der oben besprochenen Figuren hängt ab von der Gestalt der Membran, ihrer Grösse, ihrer Consistenz, der Intensität, der Höhe, der Klangfarbe des Tones und der Richtung, in welcher relativ zur Membran die Schallschwingungen statt haben. Die Figuren werden im allgemeinen mit steigender Tonhöhe complicirter, indem sie sich in eine grössere Zahl von einzelnen Theilen auflösen. Um den Einfluss der Klangfarbe zu studiren, wurden auf

verschlossenen und offenen Stimmgabeln, Caribelle, Hautbois, resp. das dreifach gestrichene C angesprochen, die Complicirtheit der Figuren entsprach der obigen Reihe der Instrumente. Der Einfluss der Richtung des Schalles lässt sich beim Drehen der Stimmgabel vor der Membran erkennen, indem die Figuren hin- und herschwanken. Wurde ein Vocal stetig auf derselben Note gesungen, so entstand eine constante Figur, wurde er aber nur gesprochen, so trat eine Veränderung der Figur beim Aufhören des Tones ein. Wird ein Consonant allmählich angestimmt, so treten zwei verschiedene Figuren nach einander auf, die seinen constituirenden Vocaltönen entsprechen.

S. P. Thompson macht darauf aufmerksam, dass ähnliche Beobachtungen, wie die von Taylor, wenn auch nicht so vollständig, von Mach (1873) und wohl auch von Brewster (Edin. Trans. XXIV) gemacht worden sind.

E. W.

XXVIII. ***Js. Rosenthal. Ueber die specifische Wärme thierischer Gewebe*** (Berl. Monatsber. 1878. p. 306—308.).

Der Verfasser bestimmte die specifische Wärme der folgenden nicht über 40° erwärmten Substanzen mittelst des Eiscalorimeters: Compakte Knochensubstanz 0,300. Spongiöse Knochensubstanz 0,710. Fettgewebe 0,712. Muskel quergestreift 0,825. Blut defebrinirt 0,929. Der Einfluss des Wassergehaltes ist deutlich zu erkennen.

E. W.

XXIX. ***H. Pellat. Bemerkungen über die specifischen Wärmen der Dämpfe*** (J. de Phys. VII. p. 117—123. 1878.).

Die specifische Wärme eines Dampfes bei constantem Druck hängt nach dem Verfasser nicht allein von der Temperatur, sondern auch vom Druck in der Nähe des Sättigungspunktes ab. Um dies nachzuweisen, betrachtet er den folgenden Kreisprocess.

1) Ein Kilogramm einer Flüssigkeit bei 0° und dem Druck p_1 wird auf die Minimaltemperatur t_1 des Dampfes bei dem Druck p_1 erhitzt und in gesättigten Dampf ver-

wandelt (die gesammte latente Verdampfungswärme für t_1 sei L_1). 2) Der Dampf wird beim Druck p_1 von t_1 bis T überhitzt; es sei dabei C_1 die specifische Wärme beim Drucke p_1, σ_1 und s_1 seien die specifischen Volumina des Dampfes bei T^0 und der Flüssigkeit bei 0° und dem Druck p_1. Dann ist die äussere Arbeit bei 1) und 2) $(\sigma_1 - s_1)p_1$. 3) Der Dampf wird von p_1 bis p_2 comprimirt; die äussere Arbeit sei $-\vartheta$. 4) Wir kühlen den Dampf von T bis zur Minimaltemperatur t_2 beim Druck p_2 ab; es sei C_2 die specifische Wärme beim Druck p_2. 5) Der Dampf wird verdichtet, die Flüssigkeit von t_2 bis Null beim Druck p_2 abgekühlt; man muss dann $-L_2$ zuführen. Die bei 4) und 5) geleistete, äussere Arbeit ist $(s_2 - \sigma_2)p_2 = -(\sigma_2 - s_1)p_2$, da s_1 sehr nahe gleich s_2. Wir dilatiren die Flüssigkeit von p_2 zu p_1, wodurch wir auf den Anfangspunkt zurückkommen; die zur letzten Operation nöthige Wärmemenge und die äussere Arbeit sind vollkommen zu vernachlässigen.

Wenden wir das Princip der Aequivalenz auf unseren Kreisprocess an, so ist:

$$(1)\quad L_1 - L_2 + \int_{t_1}^{T} C_1 dt - \int_{t_2}^{T} C_2 dt + \int_{p_1}^{p_2} h dp = A[(\sigma_1 - s_1)p_1 - (\sigma_2 - s_2)p_2 - \vartheta].$$

Ist T sehr gross, so kann der Dampf bei der dritten Zustandsänderung als ein vollkommenes Gas betrachtet werden; dann ist $\sigma_1 p_1 = \sigma_2 p_2$, und da bei einer Aenderung längs einer Isothermen die Aenderung der inneren Energie Null ist, so ist:

$$\int_{p_1}^{p_2} h dp = -A\vartheta.$$

Die Gleichung (1) wird dann, wenn man $T = \infty$ setzt:

$$(2)\quad L_1 - L_2 + \int_{t_1}^{t_2} C_1 dt - \int_{t_2}^{\infty} (C_2 - C_1) dt = A s_1 (p_2 - p_1).$$

Ist die specifische Wärme unabhängig vom Druck, so ist:

$$\int_{t_2}^{\infty} (C_2 - C_1) dt = 0,$$

und die Gleichung wird:

$$L_1 - L_2 + \int_{t_1}^{t_2} C dt = A s_1 (p_2 - p_1).$$

Berechnet man die Werthe der rechten und linken Seite der obigen Gleichung, so ist stets die rechte Seite kleiner als die linke, und zwar tritt dies besonders bei Wasser und Aether hervor. Es nimmt C also mit dem Druck zu. Zugleich zeigt die Gleichung (2), dass bei hinlänglich hohen Temperaturen die specifische Wärme unabhängig vom Druck sein muss, da sonst $\int_{t_2}^{\infty}(C_2 - C_1)\,dt$ unendlich werden würde.

Kennt man die Abhängigkeit von C und σ vom Druck p und der absoluten Temperatur T, so sind alle Daten zur thermischen Untersuchung der Dämpfe gegeben. Es ist in der That:

$$dQ = C dT + h dp,$$

h ist, wie man zeigen kann:

$$h = -\frac{Ar}{\mu}\frac{T}{p} - T\int_{T}^{\infty}\frac{\partial C}{\partial p}\frac{dT}{T},$$

wenn μ die theoretische Dichte des Dampfes in Bezug auf Luft und $r = \frac{0{,}00367 \times 103{,}33}{0{,}001.293}$.

$\frac{Ar}{\mu}$ ist für Wasser 0,1109, für Aether 0,02692, für Chloroform 0,01667.

Für das zweite Glied lässt sich nur eine obere Grenze angeben, wenn man von der Annahme ausgeht, dass $\frac{\partial C}{\partial p}$ stets > 0 ist. Es ist dann:

$$T\int_{T}^{\infty}\frac{\partial C}{\partial p}\frac{dT}{T} < \int_{T_1}^{\infty}\frac{\partial C}{\partial p}dT,$$

wo T_1 die Minimaltemperatur beim Druck p ist.

Mit Zuhülfenahme der Gleichung (2) erhält man dann

für die obere Grenze, wenn man $t_1 = T_1$, $t_2 = t_1 + dT_1$, $C_1 = C$, $C_2 = C + \frac{\partial C}{\partial p} dp$ setzt:

$$\int_{T_1}^{\infty} \frac{\partial C}{\partial p} dT = \left(C - \frac{dL}{dT_1}\right) \frac{dL_1}{dt} - As.$$

Es ergibt sich für:

	T_1	$\int_{T_1}^{\infty} \frac{\partial C}{\partial p} dT$
Wasser	273 + 100	0,04613
Aether	273 + 36	0,02158
Chloroform	273 + 60	0,00141

Diese obere Grenze des zweiten Gliedes ist jedenfalls von derselben Ordnung wie es selbst, da $\frac{\partial C}{\partial p}$ sehr schnell mit der Temperatur abnimmt; es ist aber jedenfalls nicht gegen das erste zu vernachlässigen. E. W.

XXX. ***C. Vincent.*** ***Benutzung des Methylchlorids als Kälte erzeugendes Mittel*** (J. d. phys. VII. p. 123—127. 1878.).

XXXI. ***Ch. Tellerier.*** ***Eine neue, Kälte erzeugende Substanz*** (Les Mondes (2) XLV. p. 182. 1878.).

C. Vincent hat in den bei der Calcination der Vinassen der rothen Rüben entweichenden Gasen grosse Mengen von Trimethylamin gefunden, aus diesem die Chlorwasserstoff-Verbindung dargestellt, die dann bei 275° in freies Trimethylamin, Chlormethyl und chlorwasserstoffsaures Monomethylamin und Ammoniak nach folgenden Gleichungen zerfällt:

$$3N(CH_3)_2,\ HCl = 2N(CH_3)_3 + 2CH_3Cl + N,\ CH_3H_2,\ HCl,$$
$$N,\ CH_3H_2,\ HCl = CH_3Cl + NH_3.$$

Behandelt man die entweichenden Gase mit einer Säure, so bleibt nur das Methylchlorid übrig, das getrocknet und comprimirt wird und in relativ dünnen Metallgefässen

im flüssigen Zustande aufbewahrt werden kann. Lässt man es in ein offenes Gefäss fliessen, so tritt in diesem zunächst ein lebhaftes Sieden ein, die Temperatur sinkt auf -23^0 und bleibt dort constant. Leitet man einen Luftstrom durch das flüssige Methylchlorid, so kann man die Temperatur auf -55^0 erniedrigen. Zur bequemeren Herstellung eines Kältebades schlägt Vincent ein doppelwandiges, cylindrisches Kupfergefäss vor, zwischen dessen beide Wände man Methylchlorid mittelst eines Hahnes einführen kann. Den inneren Raum füllt man mit einer nicht gefrierenden Flüssigkeit, etwa Alkohol, und taucht dann in diesen den abzukühlenden Körper. Um Temperaturen weit unter -23^0 zu erhalten, braucht man nur den Raum, in dem das Methylchlorid enthalten ist, mit einer kräftigen Luftpumpe zu verbinden. Es lässt sich mit diesem Apparat leicht Quecksilber zum Gefrieren bringen und in schönen Krystallen erhalten. [1])

Ch. Tellerier schlägt als Kälte erzeugende Substanz das bei den oben erwähnten Processen sich bildende Trimethylamin vor, das bei gewöhnlichem Druck sich bei $+8^0$ condensirt.

E. W.

XXXII. ***W. J. Bennet. Siedepunkt von Antimonjodid*** (Sill. J. (3) XV. p. 391—394. 1878.).

Um die Siedepunkte hochsiedender Substanzen genau zu bestimmen, bringt der Verfasser in dieselben eine Art Luftthermometer, das aus einem weiteren, cylindrischen Theil besteht, an den zwei engere Röhren angeschmolzen sind. Die kürzere derselben wird, nachdem durch beide zum Trocknen des Apparates Luft hindurchgesaugt worden ist, zugeschmolzen, die längere erst dann, wenn sich das Ganze längere Zeit innerhalb der Dämpfe der betreffenden Substanz befunden hat. Nach dem Abkühlen wird sie dann unter Quecksilber abgebrochen, und aus der Menge des

1) Das Methylchlorid wird von M. Brigonnet in St. Denis hergestellt und kostet 4 Fr. das Kilogramm. Den obigen Abkühlungsapparat fertigen Crespin und Marteau zu Paris.

eintretenden Metalles in bekannter Weise die Temperatur berechnet. Zunächst wurde der Siedepunkt des siedenden Schwefels ermittelt und mit dem aus allen Beobachtungen Regnault's berechneten verglichen. Bennet fand für den Druck von 758,8 mm 447,4°; von 763,9 mm 448,2°; von 769,6 mm 448,2°; von 776,7 mm 448,2°; die entsprechenden Werthe von Regnault sind 447,3°; 447,7°; 448,1°; 448,7°; die Zahlen stimmen also sehr gut überein. Für Antimonjodid ergaben sich bei Drucken von 758,1 mm, 758,4 mm, 759,3 mm die Siedetemperaturen 400,4°; 400,9°; 400,9°.

E. W.

XXXIII. ***Fr. Pfaff.*** *Versuche über das Verhalten des Wassers in engen Räumen bei Glühhitze* (Münchn. Ber. 1877. Heft II. p. 216—225.).

Ein Stück einer dicken Thermometerröhre, wie sie zu Maximumthermometern verwendet werden, wurde mit 8—10 mg Wasser gefüllt, etwas über dem oberen Rande desselben zugeschmolzen und in die etwas weitere Bohrung eines der Länge nach durchsägten, starken Eisencylinders gelegt, dessen beide Hälften unten durch einen Eisenring zusammengehalten werden konnten. Der Zwischenraum zwischen der Bohrung des Eisens und der Glaswand wurde sodann von oben mit fein gepulvertem, geglühtem Speckstein ausgefüllt, der oberste Theil der Bohrung durch einen kleinen Eisencylinder verschlossen und ein mit diesem durch einen Stahlstift festgehaltener Deckel übergeschoben.

Wurde bei dieser Anordnung der Apparat durch eine dreifache Bunsen'sche Gaslampe bis zum Rothglühen des Eisens erhitzt, so fanden sich nach halb- bis einstündiger Dauer des Glühens alle Glasröhren auf das Doppelte im Durchmesser erweitert, und das Glas war bis zur Hälfte von innen heraus in eine poröse, schneeweisse, undurchsichtige Masse verwandelt, die ziemlich fest zusammenhielt, sich nur schwer von dem unveränderten Glase loslösen liess, auch unter dem Mikroskop keine krystallinische Bildung, dagegen schwache, vielleicht durch den starken Druck oder die rasche Abkühlung bewirkte polarisirende Eigen-

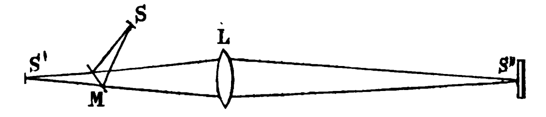
schaften zeigte. Bestimmungen von Hilger ergaben für diese umgewandelte Glasmasse, nachdem sie 6 Stunden getrocknet war, 9,7 % Wassergehalt, während die unveränderte äussere Rinde der Glasröhren einen solchen von 5,3—5,6 % besassen. Es geht daraus hervor, dass sich unter sehr starkem Drucke, bei einer Temperatur von Rothglühhitze wasserhaltige Silicate bilden können. Flüssiges Wasser fand sich nach Beendigung der Versuche in der Regel nicht mehr in den Röhren, nur in einem Falle war noch ungefähr $^1/_5$ der in das Glasröhrchen eingebrachten Wassermenge deutlich in tropfbarem Zustande vorhanden, so dass also tropfbar flüssiges Wasser auch bei Rothglühhitze in einer geschlossenen Glasröhre sich erhalten kann.

Das letztere Resultat wurde noch durch einige Versuche mit einer engen Röhre aus Bergkrystall bestätigt.

E. L.

XXXIV. ***A. A. Michelson. Ueber eine Methode zur Messung der Lichtgeschwindigkeit*** (Sill. J. (3) XV. p. 394 —395. 1878.).

Die Lichtquelle S wird so gestellt, dass ihr reflectirtes Bild S' in dem einen Brennpunkt der Linse S' sich befindet, während das Bild von S' in den Spiegel S'' fällt, der im conjugirten Focus liegt. Dreht sich M langsam, so wird das Licht von S'' so rückwärts durch die Linse reflectirt, dass



ein mit S zusammenfallendes Bild entsteht. Rotirt dagegen der Spiegel schnell, so ändert sich die Lage von M, während das Licht von M nach S'' und zurück geht, und es wird das Bild in der Richtung der Rotation des Spiegels verschoben. Es sei V die Geschwindigkeit des Lichtes, $D=2MS''$, n die Anzahl der Umdrehungen in der Secunde, $\nu = MS$, und δ die Ablenkung, dann ist:

$$V = \frac{4\pi \nu n D}{\delta}.$$

Bei einem Vorversuch betrug δ 5 mm bei $n = 128$. Die Methode macht die concaven Spiegel Foucault's überflüssig und gestattet, beliebige Entfernungen zu benutzen.

E. W.

XXXV. ***J. Bosscha.*** ***Ueber Fernröhre von veränderlicher Vergrösserung*** (Arch. néerl. Separatabz. p. 43—50. 1878.).

Drei Linsen von den Brennweiten φ_1, φ_2, φ_3 und in dieser Ordnung in den Abständen d_1 und d_2 resp. aufgestellt, bilden ein System, dessen Hauptbrennweite f durch die Gleichung:

$$[d_1 - (\varphi_1 + \varphi_2)]\,[d_2 - (\varphi_2 + \varphi_3)] = \varphi_2 \left[\varphi_2 - \frac{\varphi_1 \varphi_3}{f}\right]$$

bestimmt ist. — Ist der Apparat ein Fernrohr für ein unendlich fernsichtiges Auge, so ist $f = \infty$, also:

$$D_1 . D_2 = \varphi^2_2,$$

wenn D_1 und D_2 die Abstände je zweier, zunächst liegender Brennpunkte bedeuten. Verschiebt man nur die mittlere Linse (wie dies Donders angegeben hat), so hört der Apparat also auf ein Fernrohr im angegebenen Sinne zu sein; das Auge muss seine Accomodation ändern.

Herr Bosscha benutzt nun eine von Peaucellier herrührende Combination von gegliederten Stäben, um die gegenseitige Verschiebung der Linsen der vorstehenden Bedingung gemäss zu reguliren. Dieselbe besteht in einem Rhombus $ABCD$, in welchem zwei gegenüber liegende Ecken B und D durch die gleich langen, beweglichen Lineale $BM = MD$ verbunden sind. Bei jeder Gestaltänderung des Rhombus bewegt sich M auf der (durch eine feste Schiene repräsentirten) Diagonale AC, so dass:

$$AM . MC = AB^2 - BM^2.$$

Ist M der Ort der mittleren Linse, und werden die erste und dritte Linse in die festen Abstände $\varphi_1 + \varphi_2$ und

$\varphi_2 + \varphi_3$ von den Ecken A und C des Parallelogrammes gebracht, und ist ausserdem die Dimension des letzteren so bemessen, dass $AM = MC = \varphi_2$, wenn M in die Mitte von BD fällt; so ist der obigen Bedingung Genüge geleistet.

Herr Bosscha zeigt, dass mit geringen Abänderungen der Dimensionen dieselbe so höchst einfache Combination auch der Bedingung entsprechen kann, einen beliebig entfernten Punkt für ein nicht unendlich fernsichtiges Auge deutlich erscheinen zu lassen. Seine Vorrichtung erlaubt durch einen einfachen Kunstgriff die deutliche Einstellung auf Objecte von unbekannter Entfernung, für ein Auge von gleichfalls unbekannter Sehweite und gestattet, die in jedem Fall stattfindende Vergrösserung einfach abzulesen.

Zn.

XXXVI. ***L. Calderon. Ueber einige Modificationen des Groth'schen Universalapparates und über eine neue Stauroskopvorrichtung*** (Z. S. f. Krystgr. II. p. 68—73. 1878.).

Wesentliche Veränderungen sind die, dass im Polarisationsapparat in dem unteren Theile des Rohres, welches das Ocular enthält, eine zweite Ocularlinse anzubringen ist, wodurch die Bilder beträchtlich vergrössert werden.

Für das Stauroskop entfernt Calderon alle Linsensysteme und befestigt am unteren Ende des Sehrohres einen Ansatz, welcher durch einen künstlichen Kalkspath-Zwilling geschlossen ist, und über letzterem eine drehbare Scheibe mit verschieden weiten Diaphragmen trägt. Zur Herstellung des künstlichen Zwillings durchschneidet man ein Rhomboëder nach der kurzen Diagonale, schleift von jeder Hälfte eine keilförmige Partie ab und kittet dann die polirten Schliffflächen aneinander: aus diesem Zwilling wird nun eine planparallele Platte geschliffen. — Wenn bei gekreuzten Nicols beide Hälften dieser Platte gleich hell und gleichfarbig erscheinen, dann liegt die Schwingungsrichtung eines unter derselben befindlichen Krystallblättchens parallel einem Nicolhauptschnitt, sofern die Zwillingsnaht

der Kalkspathplatte einem solchen parallel liegt. Die obige Vorrichtung ist also kein „Stauro"-skop im gewöhnlichen Sinne des Wortes. Die Orientirung der Schwingungsrichtung des Blättchens gegen eine Krystallkante wird wie bei Groth bestimmt, jedoch mit Hilfe einer Platte von farblosem Spiegelglase. E. K.

XXXVII. ***A. Eichhorn. Bestimmung der Interferenzen von mehreren isochronen und in gleicher Phase schwingenden Lichtcentren*** (Preisschrift. Jena, G. Fischer. p. 1—34. 1878.).

Der Verfasser untersucht die Interferenz-Erscheinungen, welche Lichtcentren, die in bestimmter Zahl und Gruppirung in einer Ebene liegen und Schwingungen von gleicher Wellenlänge und Phase aussenden, in einer zweiten, der ersten parallelen Ebene hervorrufen; der Abstand der letzteren von der ersteren soll sehr gross im Verhältniss zu den Abständen der Lichtcentra sein; dabei werden aber nur solche Punkte betrachtet, deren Verbindungslinien mit sämmtlichen Lichtcentren sehr kleine Winkel mit der gemeinsamen Normalen auf beide Ebenen einschliessen.

Es werden folgende Fälle discutirt: zwei Lichtcentren; drei äquidistante, linear liegende Centren; $n+1$ nicht äquidistante Lichtcentren mit ungleichen Intensitäten auf einer Geraden; drei Centren von gleicher Intensität in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks; drei Centren, von denen zwei dieselbe, das dritte eine bedeutend grössere Intensität hat, in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks; sechs gleich helle Centren in den Ecken eines regulären Sechsecks; zwölf Centren in den Ecken zweier regulärer Sechsecke; vier Centren gleicher Intensitäten in den Ecken eines Quadrates; acht Centren gleicher Intensität; drei Centren in den Ecken eines rechtwinkligen Dreiecks, dessen eine Seite doppelt so lang ist als die andere; vier gleich helle Centren in den Ecken eines Rechteckes.

Am besten lassen sich die Erscheinungen beobachten, wenn man durch ein Gitter ein Beugungsspectrum entwirft

und aus den auftretenden Maximis, die sich ja stets in derselben Schwingungsphase befinden, durch passende Diaphragmen die Lichtcentren abblendet und das durch diese hindurchgehende Licht durch ein Fernrohr auffängt, dessen Axe der des zur Entwerfung des Beugungsspectrums angewandten Objectives parallel steht. Es müssen nun aber die unendlich vielen, gleich gelegenen Gruppen von cohärenten Lichtcentren, die das Beugungsspectrum einer ausgedehnten Lichtquelle bilden, ihre Wirkungen summiren. Dies ist nur für die Ebene der Fall, die zur Ebene des Gitters conjugirt ist in Bezug auf das Linsensystem, das die Lichtstrahlen nach dem Durchgang des Gitters zu passiren haben.

Dass das Interferenzbild für alle Farben das nämliche ist, und also auch bei Anwendung weissen Lichtes keine Farbenerscheinungen auftreten, wie bei den übrigen Interferenzerscheinungen, folgt daraus, dass in dem Beugungsspectrum die Abstände entprechender Punkte von einander der Wellenlänge proportional sind, bei der Interferenz der verschiedenen Gruppen aber die Abstände der Maxima und Minima der Wellenlänge direct proportional und den Abständen der interferirenden Punkte umgekehrt proportional sind.

Es spielen die betreffenden Interferenzphänomene bei der mikroskopischen Untersuchung eine grosse Rolle, so z. B. bei der Beobachtung von Diatomeen und ähnlichen Präparaten.

In den Bildern selbst ist das Auftreten constanter Intensität auf Schaaren paralleler Linien zu beachten. In Betreff der übrigen Details muss auf das Original verwiesen werden.

E. W.

XXXVIII. ***G. D. Liveing* und *J. Dewar*. *Ueber die Umkehrung der Linien von Metalldämpfen*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 350—354. 1878.),

Um die Absorptionsspectra des Caesium- und Rubidiumdampfes zu untersuchen, wurden ihre Chloride mit Natrium in

passenden Glasröhren erhitzt, und durch diese Kalklicht hindurchgesendet. Bei allmählich gesteigerter Temperatur erschienen bei Anwendung von Rubidiumchlorid, das mit etwas Caesiumchlorid vermengt war, zuerst die beiden D-Linien, dann zwei dunkle Linien, die den beiden violetten Linien des Rubidiums entsprechen; dann schwach das cannelirte Natriumspectrum im Grün; dann die weniger brechbare, blaue Caesiumlinie; darauf verbreiterten sich die einzelnen Linien, besonders im Violett; hierauf trat eine der zweiten blauen Caesiumlinie entsprechende, dunkle Linie auf. Endlich zeigte sich eine breite, schlecht begrenzte Bande im Roth, etwa in der Mitte zwischen B und C; während zugleich die Linien im Violett sich mehr und mehr ausdehnten. Caesiumchlorid verhielt sich ganz analog; zu beachten ist dabei, dass nur die den blauen Linien im Flammenspectrum entsprechenden Absorptionsstreifen auftraten.

Es wurde ferner die Absorption durch Magnesium und Gemische von Magnesium mit Natrium und Kalium untersucht. Es zeigten sich stets:

1) Zwei scharfe Linien im Grün, von denen die breitere, die mit der Temperaturerhöhung noch breiter wird, mit der wenigst brechbaren Linie der Gruppe b zusammenfällt, während für die andere $\lambda = 5{,}210$ ist. Sie erscheinen zuerst. Im einen Fall wurde auch eine b_2 entsprechende Linie gesehen.

2) Eine mehr oder weniger breite Linie im Blau, die sehr nahe der Stelle der hellsten blauen Magnesiumlinie liegt; für den wenigst brechbaren Rand ist $\lambda = 4{,}615$.

3) Eine Linie oder Bande im Grün, die brechbarer ist als die b-Gruppe; ihre weniger brechbare Seite ($\lambda = 5{,}140$) ist scharf begrenzt. Nach dem Blau zu ist sie verwaschen.

Ausserdem treten Linien auf, die wie es scheint durch die Dampfgemische bedingt sind.

4) Natrium und Magnesium erzeugen eine schlecht begrenzte Bande im Grün (λ etwa gleich 5,300). Sie tritt weder im Natrium- noch im Magnesiumdampf allein auf, auch nicht in einem Gemisch von Kalium und Magnesium.

5) Kalium und Magnesium, und nur dies Gemisch, ruft zwei dunkle Linien im Roth hervor, von denen die brechbarere zuweilen in eine Bande mit verwaschenen Rändern übergeht und eine mittlere Wellenlänge von 6,580 hat. Die andere ist stets scharf ($\lambda = 6,475$).

6) Einmal zeigte sich bei der obigen Mischung eine Linie im Blau (λ sehr nahe 4,820).

Das Emissionsspectrum des Magnesium zeigt Linien von folgenden Wellenlängen: 4,481; 4,590 (Thalén 4,586); 4,570 (Thalén 4,565); 4,797; 4,930; 4,945; 4,957; 4,969; 4,980; 4,990; 5,000; die bekannte Gruppe *b* und 5,528 (Thalén).

Die Gruppe 1) entspricht der Gruppe *b*; das schattirte Band 3) entspricht den sieben Linien zwischen 5,000 und 4,930, deren Helligkeit nach dem Blau zu abnimmt. Die Linie 2) entspricht 4,570 und 4,590; 6) 4,797. Doch sind alle Linien im Absorptionsspectrum etwas gegen das Roth hin verschoben. Etwas ähnliches war schon bei dem Natrium und Kalium beobachtet worden (cf. Beibl. II. p. 261); doch waren die Absorptionsstreifen brechbarer als die entsprechenden emittirten Lichtstrahlen.

Ueber die den Mischungen entsprechenden Spectra wollen die Verf. weitere Versuche anstellen. Eine Reihe der beobachteten Absorptionslinien fanden sich auch im Sonnenspectrum wieder. E. W.

XXXIX. *A. Schuster. Ueber das Spectrum des Sauerstoffs* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 383—388. 1878.).

Herr Schuster gibt einen Bericht über seine Beobachtungen und Messungen am Sauerstoffspectrum. Um sicher zu sein, nicht durch Verunreinigungen getäuscht zu werden, wurde die Zuleitung des Sauerstoffs durchaus in Glas und unter Vermeidung jeder Berührung des Gases mit Fett oder Kautschuk bewerkstelligt. Der etwaige Einfluss der Electroden wurde durch Wechsel der Metalle eliminirt, der der Glaswände dadurch beseitigt, dass die

Resultate schliesslich in einem sehr weiten Glasgefässe verificirt wurden.

Herr Schuster constatirte vier verschiedene Spectren.

1) Continuirliches Spectrum. Dies erscheint in dem weiten Theile der Plücker'schen Röhren fast immer. Springt der Funke unter atmosphärischem Druck über, so kann man den Funken mittelst Verstellung der Spitzen an der Unterbrechungsstelle so abzuschwächen, dass statt des Linienspectrums ein continuirliches erscheint.

2) Elementares Linienspectrum. Das gewöhnliche Spectrum eines kräftigen Funkens unter gewöhnlichem Drucke. Schuster hat die Thalén'schen Messungen wiederholt und ergänzt.

3) Das zusammengesetzte Linienspectrum. Dasselbe wurde zuerst von Plücker wahrgenommen[1]) und besteht aus vier Linien (1 roth, 2 grün, 1 blau). Es erscheint bei schwachen Entladungen, die ein continuirliches Spectrum geben, zunächst im capillaren Theile der Röhren auf dem continuirlichen Grunde. Bei fortgesetzter Verdünnung verschwindet der letztere und die Linien bleiben allein zurück. Lässt man bei unverändertem Grade der Verdünnung einen verstärkten Funken überspringen, so erscheint das gewöhnliche Linienspectrum, und das zusammengesetzte verschwindet gänzlich. Dasselbe erscheint wahrscheinlich umgekehrt in der Sonne.

4) Das Bandenspectrum am negativen Pole, wie es von Wüllner beschrieben ist. Schuster hat die Lage der Banden genau bestimmt.

Die Existenz desselben ist er geneigt, auf die Bildung besonderer molecularer Zusammensetzungen zurückzuführen. Hierfür spricht der Umstand, dass bei Umkehrung des Stromes und nach einer kurzen Unterbrechung desselben, das Bandenspectrum auf kurze Zeit auch in der positiven Hälfte der Funkenstrecke erscheint. Zn.

1) Ist später auch von Wüllner untersucht worden.

XL. *L. Sohnke. Zur Theorie des optischen Drehungsvermögens von Krystallen* (Math. Ann. IX. p. 504—529. 1876.).

Ausgehend von der Beobachtung Reusch's, dass eine Glimmercombination, bestehend aus einer grossen Zahl übereinander geschichteter Glimmerblättchen, von denen jedes folgende gegen das vorhergehende um 60° resp. 45° gedreht ist, sich nahezu wie ein senkrecht zur Axe geschnittener Quarz verhält, entwickelt der Verfasser die Theorie der Drehung der Polarisationsebene.

Er betrachtet dazu die Gesetze für den Gang des Lichtes durch eine aus drei Glimmerblättchen bestehende Combination, von denen jedes folgende gegen das vorhergehende um 120° gedreht ist. Es wird der austretende Strahl wie der einfallende geradlinig polarisirt sein, wenn die Dicke der Glimmercombination und die Differenz der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des ordinären und extraordinären Strahles, die sich aus dem einfallenden Strahl bilden, klein ist. Die auftretende Drehung der Polarisationsebene ist nahezu umgekehrt proportional dem Quadrat der Wellenlänge, wie es das Biot'sche Gesetz verlangt; ferner ist, wenn man eine Reihe von solchen Combinationen übereinander schichtet, die Drehung proportional ihrer Zahl, also proportional der gesammten Dicke: so, dass man wohl annehmen kann, das der Quarz aus lauter congruenten, um 120° gegeneinander gedrehten, doppelbrechenden Blättchen aufgebaut ist.

Mit Rücksicht auf den Satz, dass in jedem Krystall die Molecüle so geordnet sind, dass ihre Schwerpunkte ein regelmässiges Punktsystem bilden und nach Erörterung der krystallographischen Eigenschaften des Quarzes, hält der Verfasser es für sehr wahrscheinlich, dass dem Quarz eine der Glimmercombination entsprechende, schraubenförmige Anordnung der einzelnen von Molecülen besetzten Ebenen entspreche; wodurch sich dann auch die Drehung der Polarisationsebene unmittelbar erklären würde. Solche schraubenförmige Anordnungen können bei allen Krystall-

systemen mit Ausnahme des triklinen und monoklinen vorkommen. E. W.

XLI. ***Abney. Ueber die Beschleunigung der Oxydation durch chemische Wirkung der am wenigsten brechbaren Lichtstrahlen*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 291—292. 1878.).

Platten, überzogen mit Collodium, welches reines Bromsilber enthielt, wurden kurze Zeit dem diffusen Tageslicht ausgesetzt, dann in sehr schwachen Lösungen von übermangansaurem Kali oder Wasserstoffsuperoxyd, doppeltchromsaurem Kali, Salpetersäure und Ozon der Bestrahlung des Spectrums unterworfen. Die rothen Strahlen (von D an bis jenseits A) verstärkten die oxydirende Wirkung der Flüssigkeiten auf das Silberbromid, indem sich ein Bild des betreffenden Spectraltheiles bildete. Zn.

XLII. ***W. E. Ayrton und J. Perry. Ueber eine metallische galvanische Kette und Electrolyten von grossem Widerstand*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 219—238. 1878.).

Streifen von Platin und Magnesium wurden mit den Electroden des Galvanometers verbunden und in Quecksilber getaucht. Es entstand ein starker Ausschlag, der der electromotorischen Kraft von 1,56 Volts im Maximum entsprach. Ebenso finden die Verfasser bei höherer Temperatur einen Ausschlag in einem Kreise von Platin, Zinn, Blei und dem Galvanometerdraht.

Sie sehen hierin einen Beweis für die Bildung eines einfachen galvanischen Elementes aus drei Metallen. (Nach den sorgfältigen Versuchen von Obach[1]) sind indess die hierbei auftretenden Erregungen rein thermoelectrischen Ursprungs.)

Bei anderen Versuchen bringen die Verfasser in ein mit heissem Oel umgebenes Luftbad einen flachen kupfernen Teller, in welchem auf drei kleinen Glasstäben von 0,191 cm

---

1) Pogg. Ann. Erg. VII. p. 300. 1876.

Dicke eine Zink- (oder Kupfer)platte von 12,8 cm Durchmesser ruht. Letztere ist durch einen aus dem Luftbad herausgeführten Streifen von gleichem Metall und einen Draht mit dem Electrometer verbunden. Das Bild eines von dem Spiegel des Electrometers erleuchteten Spaltes fällt auf eine mit Papier bedeckte, horizontale rotirende Walze, und seine Lage wird durch einen Bleistiftstrich markirt, um so die zeitlichen Aenderungen der Ladung kennen zu lernen.

Befindet sich Paraffin zwischen Schüssel und Zinkplatte, so zeigt sich bei hoher Temperatur eine Ladung, die bei Vergleichung mit einem Element von Latimer Clark einige Grade über dem Schmelzpunkt gleich 0,73—0,75 Volts ist und von Temperaturänderungen wenig beeinflusst wird.

Bei Anwendung von getrockneter Guttapercha stieg mit wachsender Temperatur die electromotorische Kraft bis etwa 0,789 Volts. Ebonit gab nur eine Ladung durch seine Zersetzung in der Hitze, Kautschuk bei 190^0 eine electromotorische Kraft von etwa 0,17, bei 100^0 von 0,36 Volts; Schellack von 28^0 aufsteigend eine fast constante electromotorische Kraft von 1,12 Volts.

Da die erwähnten Körper keine Electrolyte sind, könnten Unreinigkeiten die Spannung bewirkt haben, resp. wirken die Körper wie jeder nicht zersetzbare Körper der Spannungsreihe; nach den früheren Versuchen ist die Spannung Zn Cu ebenfalls 0,75 Volts, also nahe dieselbe wie beim Paraffin und der Guttapercha.

Um die Leitungsfähigkeit eines schlechten Leiters, z. B. Paraffin, bei verschiedenen Temperaturen zu bestimmen, wurde die obere Platte des Apparats durch eine Kupferplatte ersetzt und der Kupferteller mit Paraffin gefüllt. Bei niederen Temperaturen wurde die obere Kupferplatte mit dem Electrometer verbunden, durch 4 Daniell'sche Elemente geladen, und sodann bei Ableitung des Tellers die Abnahme ihrer Ladung mit der Zeit bestimmt. Auch wurde zuweilen ein Hülfscondensator neben dem Electrometer und der oberen Platte eingefügt. Bei höheren Temperaturen nach dem Schmelzen wurde die Ablenkung eines

astatischen Spiegelgalvanometers von 20000 Ohmads Widerstand beim Durchleiten eines Stromes durch letzteres und das Paraffin im Apparat bestimmt, wobei die Ausschläge wie oben auf der rotirenden Walze notirt wurden. Einige nach beiden Methoden bei gleichen Temperaturen erhaltene Resultate gestatteten eine Vergleichung der in beiden Fällen erhaltenen Reihen. Guttapercha wurde in Platten zwischen Kupferplatten, vulkanischer Kautschuk und Ebonit zwischen Platinplatten nach der ersten Methode untersucht.

Der Widerstand des Paraffins ist pro Cubikcentimeter (soll wohl heissen: in einer Schicht von 1 qcm Basis und 1 cm Höhe) vor dem Schmelzen bei 46° etwa 34000.10^6 Megohms; er fällt dann etwa bis 50° auf 1000.10^6, sinkt nach dem Schmelzen selbst auf 10.10^6 und bis 77,8° auf $1,354.10^6$ Megohms. Vor dem Schmelzen steigt die Leitungsfähigkeit nahezu nach dem Gesetz einer logarithmischen Curve, nachher ziemlich proportional der Temperaturerhöhung. Bei Guttapercha steigt der Widerstand von 83 bis 44° von $0,5008.10^6$ bis $8,930.10^6$ Megohms; er folgt dann bei niederen Temperaturen dem logarithmischen Gesetz und ist bei 24°, 83.10^6 Megohms. Der specifische Widerstand von Ebonit sinkt von 36° bis 96,8° von 61030 bis 9696.10^6, der von vulkanisirtem Kautschuk von 67 bis 90,7° von 5391.10^6 bis 1015.10^6 Megohms.

G. W.

XLIII. ***W. de Abney.*** *Ueber die Photometrie des electrischen Lichtes* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 157—166. 1878.).

Zur Vergleichung der Helligkeit zweier Lichtquellen werden die von denselben erzeugten Schatten eines Metallstabes von 1 cm Durchmesser auf zwei 7,5 cm lange, 7,2 cm von einander entfernte, einander parallele, symmetrisch zu beiden Seiten des Stabes befindliche und mit durchscheinendem Papier bedeckte Spalte ein einem Schirm geworfen. Die eine Lichtquelle ist hierbei auf einer derart aufgestellten Scala verschiebbar, dass stets der Schatten richtig

fällt. Durch eine heliometrische Vorrichtung, eine getheilte Linse von 16 cm Brennweite, werden die Spaltenbilder einander genähert und durch ein Ocular beobachtet. Durch Verstellen der einen Lichtquelle werden die Helligkeiten beider Spalten gleich gemacht. Bei Anwendung von homogenem Licht sind die Messungen sehr genau (z. B. bei Vergleichung einer Kerze und einer Lampe ist das Verhältniss 1:10,18 bis 10,26). Unter Anwendung von rothem Glas und Kupferammoniaklösung wurde die Helligkeit des Lichtes einer selbst regulirenden electrischen Lampe mit quadratischen Kohlenstäben von $^1/_2$ Zoll Seite in verschiedenen Abständen (50—150 Fuss) derselben von dem Apparat, bei verschiedener Schnelligkeit der Drehung der die Ströme erzeugenden Gramme'schen Maschine und verschiedenem Arbeitsverbrauch, sowie bei verschiedenen an einem Galvanometer gemessenen Stromintensitäten mit der Helligkeit einer Paraffinlampe verglichen. Alles reflectirte Licht wurde sorgfältig ausgeschlossen; das Licht der electrischen Lampe fiel durch eine 18 Zoll im Quadrat grosse Oeffnung in der Wand in das Beobachtungszimmer ein. Auch wurde die actinische Wirkung der Strahlen auf Chlorsilberpapier hinter einer Zelle voll schwefelsaurer Chininlösung und direct nach der Methode von Roscoe beobachtet. Im allgemeinen steigt die Helligkeit sowie die actinische Wirkung schneller, als die Zahl der Umdrehungen und die verwendete Arbeit, und zwar am langsamsten für das rothe, schneller für das blaue Licht, am schnellsten für die actinische Wirkung. So war z. B. die verwendete Arbeit und Helligkeit:

Umdrehungen.	Pferdekräfte.	Blaues L.	Rothes L.	Actin. Wirk.
240	1,6	360 Kerzen	180 Kerz.	—
350	2,5	750 „	—	890 Kerzen
460	5,6	2500 „	860 „	2750 „
540	—	6500 „	1620 „	—
565	9,0	—	2100 „	11020 „
580	—	—	—	—

Der Widerstand des Lichtbogens betrug etwa 0,18 Ohmad bei 375—383 Umdrehungen, die electromotorische

Kraft der Maschine 111 Volts. Sie war wesentlich proportional der Zahl der Umdrehungen. Der Widerstand betrug im ganzen etwa 0,5 Ohmad. G. W.

XLIV. ***Tait.*** ***Photographien electrischer Funken*** (Phil. Trans. XVII. (3) p. 425—426. 1878.).

Die Photographien der Funken der Holtz'schen Maschine und des Inductoriums zeigen die bekannte Zickzackform; wird aber die Luft erhitzt, durch die der Funke schlägt, z. B. in einer Röhre, so ist die Funkenbahn nicht mehr scharf eckig, sondern mehr abgerundet; ebenso erscheinen Funken, die unmittelbar nach einem vorhergehenden in der über demselben erhitzten Luft hindurchgehen. Die Erwärmung beseitigt also die die eckige Form bedingenden Bestandtheile der Luft. G. W.

XLV. ***H. F. Weber.*** ***Absolute electromagnetische und calorimetrische Messungen*** (Zürcher u. Furrer, Zürich.) [1]).

Die Siemens'sche Widerstandseinheit ist in absolutem Masse nach W. Weber gleich $1{,}0257 \times 10^{10}$; nach Kohlrausch gleich $0{,}9717 \times 10^{10}$; nach Lorenz gleich $0{,}9333 \times 10^{10}$; nach Dehms und H. Siemens gleich $0{,}9530 \times 10^{10}$ absoluten electromagnetischen Einheiten. Diese Abweichungen veranlassten zu einer neuen Prüfung der obigen Beziehung nach drei verschiedenen Methoden.

1) Zwei genau gleiche, äusserst regelmässig gewundene Spiralen von 144,43 mm innerem, 184,46 mm äusserem Radius von je 691 Windungen und 53,64 mm Breite wurden conaxial in der magnetischen Ostwestrichtung aufgestellt. Genau in der Mitte zwischen ihnen, mit seinem Mittelpunkt in der Axe, war ein möglichst starker parallelepipedischer

---

1) In Erwartung der angekündigten ausführlichen Abhandlung geben wir nur einen kurzen Auszug dieser gedrängten Zusammenstellung der Resultate.

Magnet von 80 mm Länge, 20,1 mm Breite und 21,1 mm Höhe an einem 3 m langen dünnen Messingdraht aufgehängt. Die electromagnetische Kraft G, welche der vom Strom Eins durchflossene Multiplicator auf die magnetische Masseneinheit ausübt, welche in den Polen des Magnets concentrirt gedacht werden kann, ergibt sich aus den Dimensionen der Spiralen und der Lage der Magnetpole gegen dieselben nach der Formel:

$$G = \frac{2\pi n R^2}{\varrho^3} \left\{ \begin{array}{l} 1 + \frac{h^2}{R^2}\left\{\frac{1}{3} - \frac{5}{2}\frac{R^2}{\varrho^2}\left(1 - \frac{R^2}{\varrho^2}\right)\right\} - \frac{b^2}{\varrho^2}\left(\frac{1}{2} - \frac{5}{2}\frac{D^2}{\varrho^2}\right) \\ -{}^3/_4 \frac{l^2}{\varrho^2}\left[\frac{4D^2 - R^2}{\varrho^2} - \frac{h^2}{\varrho^2}\left\{{}^5/_3 - \frac{14}{3}\frac{R^2}{\varrho^2} + \frac{4D^2 - R^2}{\varrho^2}\left(\frac{21}{6} + \frac{21}{4}\frac{D^2}{\varrho^2}\right)\right\}\right. \\ \left. + \frac{b^2}{\varrho^2}\left\{\frac{4}{3} - \frac{56}{3}\frac{D^2}{\varrho^2} - \frac{4D^2 - R^2}{\varrho^2}\left(\frac{7}{6} - \frac{21}{2}\frac{D^2}{\varrho^2}\right)\right\}\right] \end{array} \right\},$$

wo R der mittlere Radius, n die Anzahl der als kreisförmig angesehenen Windungen des Multiplicators, $2D$ der Abstand der Mittelebenen beider Spiralen, $2h$, $2b$ die Höhe und Breite des von den Windungen erfüllten Raumes, $\varrho = \sqrt{R^2 + D^2}$ und $2l$ der Polabstand des Magnets ist. Die Ausschläge α sind so klein genommen, dass $\cos\alpha = 1$ und $5 \sin^2\alpha$ gegen 1 verschwindend angesehen werden kann.

Ist dann das logarithmische Decrement der Schwingungen des Magnets vor und nach der Schliessung des Multiplicators gleich λ_1 und λ_2, T_1 die Schwingungsdauer im ersten Fall, M das Moment des Magnets, H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, B das Torsionsmoment des Aufhängedrahtes, so ergibt sich der Widerstand des Multiplicators in absolutem Masse:

$$w = G^2\left(\frac{M}{H}\right)\frac{1}{2T_1\left(1 + \frac{B}{MH}\right)} \cdot \frac{\pi^2 + \lambda_1^2}{\lambda_2\sqrt{\frac{\pi^2 + \lambda_1^2}{\pi^2 + \lambda_2^2}} - \lambda_1}.$$

Die Werthe λ_1, λ_2, T_1, $1 + \frac{B}{MH}$ und $\frac{M}{H}$ wurden nach dem Gauss'schen Verfahren bestimmt; darauf der Widerstand des Multiplicators mittelst einer Brückenmethode mit dem einer Widerstandseinheit (S. Q. E.) Nr. 1914 von W. Siemens verglichen, wobei sorgfältig alle Störungen durch

Temperatureinflüsse, Uebergangswiderstände, Extraströme u. s. f. vermieden waren.

I. 6 Versuche bei möglichst naher Aneinanderschiebung der Spiralen ($D = 39{,}2$ mm), wobei $\lambda_2 - \lambda_1 = 0{,}0296$ ergaben danach:

1 S. Q. E. $= 0{,}95535 \times 10^{10}$ (von $0{,}9532 - 0{,}9570 \times 10^{10}$).

II. Bei 6 andreren Versuchen war $2D$ möglichst dem mittleren Radius der Windungen gleich ($2D = 164{,}4$), wobei $\lambda_2 - \lambda_1 = 0{,}0172$, und G nahezu von der Poldistanz des Magnets unabhängig. Es war danach:

1 S. Q. E. $= 0{,}95388 \times 10^{10}$ (von $0{,}9528 - 0{,}9555 \times 10^{10}$).

III. Endlich wurde der Multiplicator neu gewickelt und der Magnet nach bedeutender Schwächung benutzt ($\lambda_2 - \lambda_1 = 0{,}0161$). Wiederum war bei 6 Versuchen (Anordnung wie in II):

1 S. Q. E. $= 0{,}95430 \times 10^{10}$ (von $0{,}9527 - 0{,}9551 \times 10^{10}$).

Als Mittel der 18 Bestimmungen I—III folgt:

1 S. Q. E. $= 0{,}95451 \,.\, 10^{10}$.

2) Die oben erwähnten Spiralen wurden conaxial in einem Abstand D von einander aufgestellt, und die eine, die inducirende, mit einem einfachen Ringe von 165,7 mm Radius in den Schliessungskreis einer äusserst constanten Daniell'schen Säule eingeschaltet. In den Schliessungskreis der anderen, der inducirten, war eine aus 370 Windungen gebildete Spirale von 154,2 mm innerem, 172,22 mm äusserem Radius eingeschaltet, die aus zwei nebeneinander liegenden, nur durch einen kleinen Zwischenraum getrennten Hälften von je 33,5 mm Breite bestand, deren Mittelebenen um 20,75 mm von einander abstanden. Gerade zwischen beiden Hälften lag ihnen conaxial der einfache Ring und in ihrer Mitte schwebte an einem Coconfaden ein kleiner, mit Spiegel versehener Magnet von 40 mm Länge. Zuerst wurde der inducirte Kreis geöffnet und die Stärke J des Stromes im inducirenden durch die Ablenkung des Magnets

durch den einfachen Ring bestimmt. Dann wurde der inducirende Kreis nach Ausschaltung des Ringes ebenso wie der inducirte Kreis geschlossen, und beim plötzlichen Oeffnen des inducirenden der dabei inducirte Integralstrom i gemessen. Die inducirte electromotorische Kraft wurde unter Annahme der Gültigkeit der Gesetze von F. E. Neumann und Ohm berechnet. Die Intensitäten J und i berechnen sich in absolutem Masse aus den Formeln:

$$J = \frac{1}{2\pi} R \,.\, H\left(1 + \frac{B}{MH}\right)\left(1 - \frac{3}{4}\frac{l^2}{R^2}\right) \operatorname{tg} \alpha,$$

wo α der Ausschlagswinkel des Magnets:

$$i = \frac{H}{G} \frac{a}{\pi} T\left(1 + \frac{B}{MH}\right) e^{\frac{\lambda}{2}},$$

wo a der vom Magnet beschriebene Bogen ist. G berechnet sich wie oben; für dasselbe hat man $n = 370$, $r = 163{,}2$, $\varrho = 164{,}5$, $D = 20{,}7$, $2h = 18{,}0$, $2b = 33{,}5$, $2l = 33{,}0$ mm.

Da nun, wenn das zu berechnende Potential der Spiralen aufeinander P ist:

$$w \int_0^\infty i_0 dt = wi = P \,.\, J,$$

wo i_0 die in jedem Moment inducirte Stromstärke ist, so folgt:

$$w = P \,.\, RG \,.\, \frac{\left(1 - \frac{3}{4}\frac{l^2}{R^2}\right)}{2Te^{\frac{\lambda}{2}}} \frac{\operatorname{tg} \alpha}{a}.$$

Nun wurde I. der Widerstand w wie früher nach der Brückenmethode in Siemens'schen Einheiten ausgedrückt, sodann wurde II. in den inducirten Kreis ein ganz gestöpselter Siemens'scher Rheostat eingeschaltet, Bogen a bestimmt, dann wurden noch 10 S. Q. E. des Rheostaten ausser den vorhandenen Widerständen w eingefügt und wiederum der Ausschlag a_1 bestimmt, der in obige Formel eingesetzt den Widerstand w_1 misst. Die Differenz der in beiden Fällen erhaltenen Werthe $w_1 - w$ entspricht 10 S. Q. E.

Nach beiden Methoden wurden je zwei Reihen von je 6 Beobachtungen ausgeführt, erst (*A*) bei Nahestellung der Spiralen (grosses *P* und kleines *J*), dann (*B*) bei fernerer Stellung (kleines *P* und grosses *J*). Die Reihen ergaben:

I. *A* $0{,}9559 \times 10^{10}$ (0,9536—0,9581), II. *A* $0{,}9549 \times 10^{10}$ (0,9516—0,9575)
I. *B* $0{,}9550 \times 10^{10}$ (0,9525—0,9581), II. *B* $0{,}9559 \times 10^{10}$ (0,9541—0,9589).

Das Gesammtmittel aller dieser Bestimmungen ist:

$$1 \text{ S. Q. E.} = 0{,}9554 \,.\, 10^{10} \left(\frac{m\,m}{\text{sec.}}\right).$$

Die Uebereinstimmung der nach den Methoden 1) und 2) erhaltenen Resultate bis auf $^1/_{1061}$ liefert einen Beweis, dass die Grundgesetze der inducirten Ströme völlig den Thatsachen entsprechen, und zugleich für die Grösse der auf diesem Gebiet zu erreichenden Genauigkeit.

3) Ist die in einem Leiter vom absoluten Widerstand w durch einen constanten Strom von der absoluten Intensität J in der Zeit z erzeugte Wärmemenge W, ist das mechanische Aequivalent der Wärmeeinheit A, so ist:

$$w = \frac{A\,W}{i^2 z}$$

(vgl. Wied. Galv. (2) II. § 1105 u. flgd.), wenn man annimmt, dass die ganze Stromesarbeit in dem Leiter auf Wärmeentwickelung verwendet werde. Um dieses Verhältniss zu prüfen, wurde in die Bahn eines mittelst der oben erwähnten einfachen Tangentenbussole mit stark gedämpftem Magnet nach electromagnetischem Masse gemessenen Stromes ein dünner, im Zickzack auf einen Hartgummirahmen aufgewundenen Platindraht von etwa 15 S. Q. E. Widerstand mittelst dicker Kupferdrähte als Zuleiter eingeschaltet. Der Rahmen befand sich in einem Wassercalorimeter von dünnstem Kupferblech, dessen Wasserwerth incl. Rahmen, Draht, eingesenktem, mit einem Luftthermometer sorgfältigst verglichenen Thermometer etwa 3 g betrug, während dasselbe mit etwa 250 g Wasser gefüllt war. Die erdmagnetische Kraft wurde vor und nach jedem Versuch bestimmt, die Einflüsse der Aenderung der Declination auf die Stellung des Magnetspiegels durch Umlegen

der Stromesrichtung eliminirt. Die Stromstärke wurde mittelst eines du Bois'schen Rheochords bis auf $^1/_{500}$—$^1/_{600}$ constant erhalten, und der absolute Werth des Widerstandes w nach der oben ad 2) erwähnten Methode bestimmt.

Nimmt man an, dass die Wärmeabgabe des Calorimeters an die Umgebung dem Newton'schen Gesetz entspricht, die specifische Wärme c_a des Wassers, ebenso wie der Widerstand w_a des Platindrahtes mit der Temperatur t_a proportional steigt; sind γ und q die betreffenden Coëfficienten der Zunahmen für 1°; ist der Wasserwerth des Calorimeters M, t seine Temperatur, t_a die seiner Umgebung, h die von demselben bei der Temperaturdifferenz von 1° an letztere abgegebene Wärme, so folgt:

$$Mc_a\left[1+\gamma(t-t_a)\right]dt = \frac{i^2 w}{A}\left[1+q(t-t_a)\,dz - h\,(t-t_a)\,dz\right].$$

Ist $K = \dfrac{i^2 w}{A\,Mc_a}$, $B = \dfrac{Ah - (q-\gamma)\,i^2 w}{A\,Mc_a}$, so ist danach:

$$t - t_o = \left(\frac{K}{B} - t_o + t_a\right)\left(1 - e^{-Bz}\right) \qquad (1)$$

und wenn t die mittlere Temperatur des Calorimeters ist:

$$A\,Mc_a\left[t - t_o + B(t-t_a)\,z\right] = i^2 w_a z.$$

$B(t-t_a)\,z$, die Temperaturcorrection wegen der secundären Einflüsse, wurde möglichst klein $\left(\text{um } \frac{1}{2\text{—}300}(t-t_a)\right)$ gemacht, die Zeit z so lang genommen, dass die Temperaturerhöhung etwa 15° betrug. Die Temperatur wurde alle 5 Minuten abgelesen, woraus B nach Formel (1) zu berechnen ist.

Der Widerstand des Platindrahtes war:

	in absolutem Mass:	in S. Q. E.:
23°	$14{,}468 \,.\, 10^{10}$	15,146
0°	$14{,}131 \,.\, 10^{10}$	14,781,

woraus folgt:

bei 23° 1 S. Q. E. $= 0{,}9552 \times 10^{10}$; bei 0° $= 0{,}9560 \times 10^{10}$.

Der Coëfficient der Widerstandszunahme betrug für die absoluten Messungen $q = 0{,}001035$, für die relativen

$q = 0{,}001074$, also ist der absolute Widerstand bei der Temperatur t gleich:

$$w = 14{,}131\,(1 + 0{,}001054\,t) \times 10^{10} \left(\frac{mm}{sec}\right).$$

Nach einer Reihe von 24 Versuchen, während deren Ströme von der Stärke 4—6 (abs.) Stunden lang hindurchgingen, blieb der Widerstand des Drahtes völlig constant.

Bei Bestimmung der Erwärmung durch schwächere Ströme in längerer Zeit (I) und durch stärkere Ströme in kürzerer Zeit (II) ergab sich bei je 12 Beobachtungen:

I. $A = 427{,}76 \pm 0{,}23$ (426,46—429,93), II. $A = 428{,}42 \pm 0{,}25$ (427,45—430,31).

Bei einer dritten Reihe, bei der die Wärmeabgabe des Calorimeters 4—5 mal so gross war, folgte:

III. $A = 428{,}28 \pm 0{,}18$ (426,92—429,10).

Das Mittel aller Beobachtungen ist:

$$A = 428{,}15 \pm 0{,}22 \text{ m.kg}.$$

Als Wärmeeinheit gilt hier diejenige Wärmemenge, welche 1 kg Wasser von $18{,}1^0$ C. um 1^0 C. (am Luftthermometer gemessen) erwärmt.

Dieser Werth stimmt mit dem aus der Beziehung zwischen den beiden specifischen Wärmen eines idealen Gases abgeleiteten mechanischen Wärmeäquivalent (428,95 m.kg) [für Erwärmung des Wassers von $14-15^0$ an] sehr gut überein; weniger gut mit den ungenaueren Bestimmungen desselben aus Reibungsversuchen von Joule ($A = 424{,}39 - 424{,}67$), bei denen indess ein Quecksilberthermometer benutzt wurde. Die Versuche über die galvanische Erwärmung von Joule[1]) geben $A = 429{,}3$ m.kg, wobei die specifische Wärme des Wassers bei $18{,}4^0$ gleich Eins und das Ohmad als absolute Einheit angenommen wurde. Bei der Umrechnung auf die genaueren Werthe (1 Ohmad $= 1{,}0014 \times 10^{10}$) wird $A = 429{,}9$ m.kg. Indess ist auch hier ein Quecksilberthermometer angewendet.

Aus den Versuch von v. Q. Icilius berechnet sich $A = 399{,}7$ m.kg; eine Abweichung, die davon herrühren

1) Rep. of el. stand by Jenkin. p. 175.

dürfte, dass W. Weber den absoluten Widerstand einer Copie der Jacobi'schen Einheit, welche v. Q. Icilius seinen absoluten Widerstandsbestimmungen zu Grunde legte, um etwa 8 % zu klein gefunden hatte. Mit dieser Correctur würde $A = 431,6$ (ohne Berücksichtigung der Aenderungen der Horizontalcomponente des Erdmagnetismus, mit Anwendung des Quecksilberthermometers, sehr starker Ströme und sehr kleiner Widerstände).

Der erwähnte Fehler ergibt sich daraus, dass Bosscha mittelst eines Widerstandselatons, der mit obiger Copie der Jacobi'schen Einheit verglichen war, die electromotorische Kraft des Daniell'schen Elementes etwa 1,1016 mal kleiner fand, als sie sich aus den directen Versuchen des Verf. ergab. Auch ist nach W. Siemens der Widerstand der Jacobi'schen Einheit gleich 0,6618 S. Q. E., woraus er nach den oben angeführten Messungen in absolutem Masse gleich $0,6320 \times 10^{10}$ folgt, während W. Weber $0,598 \times 10^{10}$, also 6 % weniger fand.

Hat man nach diesen Feststellungen den Widerstand w eines Theils eines Schliessungskreiss und auf anderem Wege sein Verhältniss zum Gesammtwiderstand $w + w_1$ desselben bestimmt, so ergibt sich aus der Messung der Stromintensität i in absolutem Masse die electromotorische Kraft E. Wird dann auf anderem Wege die letztere, z. B. mit Hilfe der Siemens'schen Einheit (e), bestimmt, so erhält man wieder:

$$1 \text{ S. Q. E.} = \frac{E}{e}.$$

Bei den Versuchen war der erwähnte zickzackförmige Platindraht, dessen Widerstand w für alle benutzten Temperaturen bestimmt war, in den Schliessungskreis von 7—10 Bunsen'schen oder Daniell'schen Elementen eingeschaltet. Das Verhältniss seines Widerstandes zu dem w_1 der übrigen Stromesbahn wurde zugleich mit der electrometrischen Kraft nach einer ähnlichen Methode wie die von Mance bestimmt. Nun wurde der Strom der Säule unter Einschaltung der einfachen Tangentenbussole mit dem Platindraht zu einem Kreise (Widerstand $w_1 + w$) geschlossen,

und die Wärmeerzeugung Q in der Zeit z unter Beobachtung der Stromintensität bestimmt. Letztere änderte sich sehr wenig. Nach dieser Messung wurde nochmals w_1 und e bestimmt und der Mittelwerth der vor- und nachher erhaltenen, sehr wenig von einander verschiedenen Werthe genommen. Es ist dann:

$$A\,Q\left(1+\frac{w_1}{w}\right)=i\,E\,z.$$

So wurde gefunden:

Bunsen's Element	1) $E = 18{,}885 \,.\, 10^{10}$	$\left(\frac{mm^{\frac{3}{2}}\,mg^{\frac{1}{2}}}{sec^2}\right)$	d. h. 1 S. Q. E.	$= 0{,}9536 \times 10^{10}$
	2) $19{,}150 \,.\, 10^{10}$	„	„	$= 0{,}9552 \times 10^{10}$
Daniell's El. amalg. Zn, conc. $ZnSO_4$, conc. $CuSO_4$, Cu	$10{,}954 \,.\, 10^{10}$	„	„	$= 0{,}9565 \times 10^{10}$
Desgl.; statt $ZnSO_4$ aber	1) $11{,}286 \,.\, 10^{10}$	„	„	$= 0{,}9526 \times 10^{10}$
verd. H_2SO_4, sp. Gw. 1,035	2) $11{,}317 \,.\, 10^{10}$	„	„	$= 0{,}9579 \times 10^{10}$
			Mittel	$0{,}9550 \times 10^{10}$

Aus allen Versuchen ergibt sich als Mittelwerth:

$$1\ \text{S. Q. E.} = 0{,}9550 \times 10^{10}\,\frac{mm}{sec},$$

welcher Werth nur um $^1/_7\ ^0/_0$ grösser ist, als der von der Commission der British Association.

Nach den letzt erwähnten Wärmemessungen ist das Verhältniss der electromotorischen Kräfte der Daniell'schen und Bunsen'schen Kette im Vergleich zu den mittelst galvanometrischer Methoden gemessenen:

	Bunsen.	Daniell (H_2SO_4).	Daniell ($ZnSO_4$).
Nach d. Wärmem.:	19,017	11,301	$10{,}954 \times 10^{10}$
Nach galv. Meth.:	19,927	11,831	11,451.

Die Verhältnisse der betreffenden Werthe sind nach beiden Methoden:

$B:D(H_2SO_4) = 1{,}684$ und $1{,}683$; $D(ZnSO_4):D(H_2SO_4) = 1{,}033$ und $1{,}031$; $B:D(ZnSO_4) = 1{,}740$ und $1{,}737$.

Dieselben sind also vollständig einander gleich. Die davon abweichenden Resultate von Favre, welcher das Verhältniss der Wärmeerzeugungen in den Schliessungs-

kreisen des Daniell'schen und Bunsen'schen Elementes bei Auflösung von 1 Aeq. Zink wie 1 : 1,93 fand, während das Verhältniss ihrer electromotorischen Kräfte 1 : 1,68—1,70 ist, dürften auf die Mängel des von ihm benutzten Quecksilbercalorimeters zurückzuführen sein. G. W.

XLVI. ***Henry A. Rowland.*** *Ueber die absolute Einheit des electrischen Widerstandes* (Sill. J. (3) XV. p. 281 —291. 325—336. 430—439. 1878.).

Der Verf. betrachtet zuerst die von F. Kohlrausch (Wied. Galv. (2) II. § 1073) gegen die Genauigkeit der Bestimmung des Ohmad erhobenen Einwände und versucht das Resultat zu corrigiren, wobei ihm indess leider die genauen Data fehlen; er erwähnt sodann die Fehler der Weber-Kohlrausch'schen Bestimmungen, die namentlich auf der Unsicherheit der Messung des von den Drahtwindungen des Inductors umschlossenen, in den Gleichungen im Quadrat auftretenden Flächenraumes beruhen. Da die oberen Windungen in die Zwischenräume zwischen die unteren einsinken, so erscheint derselbe zu klein, auch bilden die Windungen eine Schraube, statt paralleler Kreise u. s. f.

Rowland wendet deshalb folgende Methode an. Er stellt zwei Spiralen einander gegenüber, leitet durch die eine einen Strom von in absolutem Masse bekannter Intensität J und bestimmt die Intensitäten i des in der zweiten erzeugten Inductionsstromes beim Oeffnen des ersten Stromes. Da die Inductionsconstante bei den absoluten Maassen gleich Eins ist, so ist, wenn w der Widerstand des Inductionskreises, P das Potential beider Kreise ist:

$$i = \frac{JP}{w}.$$

Für alle Apparate wurde ganz dünner, seidenbesponnener Kupferdraht verwendet, der in genau gedrehte Messingrinnen gewunden war, in welche gerade eine Drahtdicke hinein passte. Jede Schicht hatte die gleiche Windungszahl ohne Zwischenlage von Papier. Correctionen

wurden für die Einsenkung der oberen Schichten zwischen die Drähte der unteren, für die Fehler des Dickenmasses u. s. f. angebracht. Die dünnen Drähte haben gegenüber den dicken den grossen Vortheil, dass der Weg des Stromes genauer bestimmt ist, dass sie die Rinnen genauer ausfüllen, die Dimensionen genau zu bestimmen sind, keine Knickungen eintreten und die Verbindungsdrähte geringere magnetische Wirkung ausüben.

Die in den inducirenden Kreis eingeführte Tangentenbussole war ganz von Messing und hatte einen Kreis von 50 cm Durchmesser. Die mit einem Aluminiumzeiger versehene und insgesammt 1—2 g schwere Nadel von 2,7 cm Länge schwebte über einem auf 15 Minuten getheilten Kreise von 20 cm Durchmesser auf einer Spitze (!) Sie stellte sich nach den Ablenkungen auf 1—2 Minuten genau ein, was auch der wahrscheinliche Beobachtungsfehler war und war so weit von allem Messing entfernt, dass dessen etwaige magnetische Einwirkung verschwand.

Das Galvanometer im Inductionskreis war ganz von Messing, ausser dem Grundbrett und wog 20—25 Pfund. Die zwei Spiralen desselben waren auf einem messingenen, zur Verminderung der Dämpfung aufgeschlitzten Kreiscylinder von etwa 8,2 cm Länge und 1,6 cm Durchmesser in zwei Rinnen von etwa 3 cm Tiefe und 2,5 cm Breite eingewunden. Die Oeffnung in der Mitte zur Aufnahme der Nadel hatte 5,5 cm Durchmesser. (Verhalten sich die Tiefe und Breite der Windungsschichten wie 108 : 100 und sind ihre mittleren Querschnitte um ihren Radius von einander entfernt, so würde das Magnetfeld in der Mitte nach Maxwell nahezu gleichförmig gewesen sein.) Der Messingcylinder ruhte auf einer auf einem Kreis drehbaren Messingsäule, so dass ihre Stellung durch zwei Nonien auf 30 Secunden genau bestimmt wurde. Unter der Nadel ging durch die Oeffnung ein dünner, 95 cm langer, 2 cm breiter Messingstab, der am Ende ein kleines Fernrohr trug, um mittelst desselben den Apparat zugleich als Sinusbussole benutzen zu können. Die Spiralen enthielten 1790 Drahtwindungen von etwa 5 Pfund seidenbesponnenem Kupferdraht Nr. 22.

Die zwei verwendeten Nadeln waren so construirt, dass ihre magnetischen Axen constant blieben. Dazu wurden zwei dünne Blättchen von magnetisirtem, glashartem Stahl auf den beiden Seiten eines quadratischen Brettes mit ihren Flächen vertical befestigt. Bei den beiden Nadeln hatten die Holzbrettchen resp. 0,45 und 0,6 cm im Quadrat; die Nadeln waren 1,27 und 1,2 cm lang, die erste trug einen rechteckigen, die zweite einen kreisförmigen Spiegel; das Trägheitsmoment der Nadeln wurde durch Messinggewichte in der Verlängerung der magnetischen Axe vermehrt; ihr Gewicht betrug 5,1 und 5,6 g, ihre Schwingungsdauer 7,8 und 11,5 Secunden. Sie hingen an drei je 43 cm langen einfachen Coconfäden.

Der äussere Radius der Spirale betrug $R = 5{,}6212$, der innere $r = 3{,}0212$ cm; die Abstände der äusseren und inneren Endflächen der Spirale von dem Mittelpunkt waren $X = 3{,}475565$ und $x = 0{,}935565$ cm (welche Werthe also auf weniger als $^1/_{1000}$ Millimeter angegeben sind!) Daraus lässt sich die axiale Componente ihrer Wirkung auf die Nadel berechnen. Auch wurde dieselbe durch Vergleichung mit einer grossen, auf einen Messingcylinder gewundenen Spirale von 27,5 cm Durchmesser und 240 Windungen, von einem durch Rechnung gefundenen, 23 mal kleineren Drehungsmoment bestimmt, wobei die erste Spirale nach dem Princip der Sinusbussole, die zweite nach Art der Tangentenbussole unter Ablesung der Ablenkungen mittelst Scala und Fernrohr verwendet wurde. Um die Unterschiede des Erdmagnetismus an dem Ort beider Instrumente zu eliminiren, wurden sie mit einander an ihren Stellen vertauscht. Die Spiralen selbst bestanden aus einem äusseren und inneren Paar, deren Drehungsmomente einzeln und vereint beobachtet werden konnten. Der Fehler hierbei wird höchstens auf $^1/_{2000}$—$^1/_{3000}$ angegeben.

Um das Verhältniss der horizontalen Intensitäten des Erdmagnetismus an den Orten der Tangentenbussole im inducirenden und des Galvanometers im inducirten Kreise zu bestimmen, war letzteres von einem grossen Drahtkreis von $^1/_{10}$ mm dickem Kupferdraht Nr. 22 umgeben, welcher

auf einen grossen Holzring von 82,7 cm Durchmesser, 0,5 cm Breite und 1,8 cm Dicke gewunden war. Derselbe war conaxial mit den Rollen des Galvanometers und 1,1 cm nach der einen Seite aufgestellt, um die die Coconfäden tragende Glasröhre vorbeizulassen. Aus der zu 259,58 cm (also bis auf $^1/_{10}$ mm) gemessenen Länge des Drahtes wird der mittlere Radius gleich 41,31344 cm (also durch Division mit 2π auf 10000tel Millimeter) berechnet. Aus den Ablenkungen, welche ein durch diesen Kreis geleiteter Strom den Nadeln der beiden erwähnten Apparate ertheilt, kann das obige Verhältniss berechnet werden.

Die Inductionsrollen selbst waren auf Messingcylinder gewunden, welche mit ihren Endflächen genau aufeinander geschliffen waren. Dadurch, dass sie in der einen oder anderen Weise aufeinander gelegt wurden, konnten sie 4 Abstände von einander erhalten, die bei 12 je auf $^1/_{20}$ mm genauen Beobachtungen an verschiedenen Stellen bis auf $\pm$ 0,001 mm genau bestimmt sein sollen. Der mittlere Radius der drei benutzten Spiralen betrug $A = 13{,}710$, $B = 13{,}690$, $C = 13{,}720$ cm; die Windungszahl war 154.

Die Intensität des inducirenden Stromes wird an dem constanten Ausschlag, die des inducirten aus der ersten Ablenkung (neuerdings in England „ballistische Methode" genannt) mittelst der bekannten Rechnungen bestimmt.

Um die Nadel des Galvanometers im Inductionskreise auf Null zu bringen, befand sich im Kreise eine kleine Spirale, die auf einem Hufeisenmagnet rechtzeitig hin- und hergeschoben wurde.

Der Widerstand des Kreises wurde durch eine Wheatstone'sche Brücke mit dem eines willkürlichen Etalons von Neusilberdraht und eines Drahtes von Platinsilberlegirung verglichen, der wiederum mit Copien des Ohmads resp. mit Widerstandseinheiten von 10 und 100 Ohmad (von Elliot Brothers und von Warder, Muirhead und Clark.

Die Inductionsrollen liegen horizontal in gleicher Höhe mit dem Galvanometer, um keine magnetische Wirkung darauf auszuüben.

Alle Verbindungsdrähte waren so zusammengewunden, dass der Strom in ihnen, wie auch der Versuch zeigte, keine magnetische Wirkung hatte.

Die Versuche wurden sowohl bei directer Oeffnung, als nach der Zurückwerfungsmethode gemacht; beide gaben dieselben Resultate; etwaige Extraströme in dem primären Kreise, oder Aenderungen der electromotorischen Kraft der Säule durch dieselben waren bis zur Maximalelongation der Nadel (4—6 sec.) völlig abgelaufen.

Zuerst wurde die Schwingungsdauer der Nadel beobachtet, dann der Strom durch den grossen Kreis geleitet und gleichzeitige Ablesungen an beiden Galvanometern gemacht; ebenso nach Umkehrung der Stromesrichtung für das Tangentengalvanometer oder den grossen Kreis und bei drei Stromintensitäten. Die Inductionsspiralen wurden dabei in der einen oder anderen Richtung eingefügt. Dann wurde der Widerstand des Schliessungskreises dem des willkürlichen Etalons gleich gemacht, der grosse Kreis aus der Schliessung ausgeschaltet und nun durch Oeffnen die Intensität der Inductionsströme bei entgegengesetzten Stromrichtungen und bei drei verschiedenen Stromintensitäten gemessen. Dann wurde der Widerstand mit dem Etalon verglichen und regulirt, die Inductionsrollen wurden in die zwei anderen Lagen gebracht, die sie einnehmen konnten; die Widerstände wieder verglichen, die Vergleichung des grossen Kreises und des Tangentengalvanometers von neuem vorgenommen und die Schwingungsdauer der Nadel beobachtet. Bei Anwendung der Zurückwerfungsmethode wurde dieselbe Reihenfolge eingehalten.

Die Widerstände des Etalons betrugen im Mittel 34,7192; der wahrscheinliche Fehler wird zu 0,0070 angegeben. (Die beobachteten Werthe schwanken von 34,667 bis 34,831, haben also Maximalabweichungen von 0,164 oder 0,47 %.) Für die stärksten Ströme war der Widerstand 34,716, für mittlere 34,715, für die schwächsten 34,727; die gewöhnliche Methode gab im Mittel 34,726 $\pm$ 0,010, die Zurückwerfungsmethode 34,705 $\pm$ 0,006.

In dem oben erwähnten Fehler $\pm$ 0,007 ist der Fehler

des Verhältnisses der Drehungsmomente der Tangentenbussole und des Galvanometers nicht einbegriffen, welche auf $^1/_{3000}$ und $^1/_{5000}$ geschätzt wird. Dann würde der Widerstand des Etalons $R = 34,719 \pm 0,015$, der Fehler also $\pm 0,01\,^0/_0$ sein, während der wahrscheinliche Fehler der Bestimmungen der British Association zu $\pm 0,08$, der der Bestimmungen von Kohlrausch zu $\pm 0,033\,^0/_0$ angegeben wird.

Die Vergleichung mit den Copien des Ohmad ergibt für das Ohmad nach der

Widerstandsrolle von Elliot	0,99257 Erdquadr. Sec.
Widerstand von 10 Ohmad von Elliot . . .	0,98963
„ „ 10 „ „ Warden u. s. f.	0,99129
„ „ 100 „ „ „ „	0,99098.

G. W.

XLVII. ***J. Bosscha.*** ***Ueber die Intensität der electrischen Ströme im Telephon von Graham Bell*** (Arch. néerl. 1878. p. 1—10. Separatabz. Vorgetragen in der Amsterdamer Akad. 29. Dec. 1877 u. 26. Jan. 1878.).

Bosscha bestimmt in der vorliegenden Arbeit die Grössenordnung der bei dem Telephon von Bell ins Spiel kommenden Kräfte. Die absoluten Werthe der einzelnen Grössen haben natürlich nur für das speciell untersuchte Instrument eine Bedeutung. Zunächst werden die Verschiebungen der Platte ermittelt, die bestimmten, durch das Telephon gehenden Strömen entsprechen. Auf der Mitte der Platte eines horizotalen Telephons wurde eine Schweinsborste festgeklebt. Ein auf einen scharf definirten Punkte der Borste gerichtetes Mikroskop, das sich bis auf ein Tausendtel Millimeter (Mikron μ) genau verschieben liess, erlaubte die horizontale Bewegung der Platte zu messen.

Verschiebungen von 5,77 und 7,77 Mikron entsprachen bei einem Telephon (3) den Intensitäten 0,1627 und 0,2337 in Weber'schen electromagnetischen Einheiten, so dass letztere nahezu den ersteren proportional sind. Der Stromeinheit würde eine Verschiebung $\varepsilon = 34,3\,\mu$ entsprechen.

Bei drei anderen Telephonen 1, 2 und 4 war $\varepsilon = 22{,}5\,\mu$, $= 8{,}7\,\mu$ und $35{,}9\,\mu$.

Um die Grenze der Stromesintensität, bei der noch Töne im Telephon hörbar sind, zu bestimmen, wurde dasselbe in den Zweigstrom eines Daniell'schen Elementes geschaltet und dieser durch Einschaltung von Widerständen geschwächt und abwechselnd geschlossen und unterbrochen. Es wurden dann bei den Telephonen 1, 2, 3, 4 noch Töne gehört, die Stromesintensitäten i und daraus berechneten Verschiebungen ε entsprechen:

i	0,000100	0,000153	0,000084	0,000066
ε	0,00225 μ	0,00133	0,00288	0,00237.

Es würden also noch Verschiebungen, die $^1/_{200}$ der Wellenlänge des gelben Lichtes betragen, hörbare Töne erzeugen.

Wendet man statt der einmaligen Unterbrechungen periodische an, wie sie die schwingende Membran im Telephon von Reiss erzeugt, so geben noch Ströme von der Intensität in dem Telephon (3) 0,0000175 hörbare Töne. Bell hatte gefunden, dass man mit dem Telephon auch dann noch Töne hört, wenn die Höhlung zwischen Deckel und Platte mit einem Pfropfen ausgefüllt ist, und glaubt daher, dass die Bewegung der Platte eine wesentlich moleculare sei. Für die geringen, zur Erzeugung der Töne nöthigen Bewegungen der Platte dürfte aber der betreffende Pfropfen als vollkommen nachgiebig zu betrachten sein.

Die durch bestimmte Verschiebungen erzeugten Stromesintensitäten wurden nach der Weber'schen Multiplicationsmethode ermittelt, indem die Platte durch eine Mikrometerschraube dem Magneten genähert oder von ihm entfernt wurde. Es ergab sich bei dem Telephon (3), dass, wenn man die Platte um ein Mikron verschiebt, die durch jeden Querschnitt gehende Electricitätsmenge, falls der Widerstand Eins sein würde, 66600 Weber'schen Einheiten ist. [1])

---

1) Für einen Ton von 440 Doppelschwingungen, die je eine Verschiebung von 1 Mikron hervorrufen, würde die erzeugte mittlere electromotorische Kraft 58598000 Einheiten sein.

Bei dem Telephon (4) war die entsprechende Zahl 56900.

Die wirklichen Verschiebungen der Platte beim Hineinsprechen betragen höchstens 1 Mikron, und es ergibt sich, dass, wenn man die zwei Telephone (3) und (4) mit einem Gesammtwiderstand von 68×10^{10} Weber'schen Einheiten in einem Kreis vereint, die der Oscillation von 1 Mikron entsprechende bewegte Electricitätsmenge 0,000000091 electromagnetische Einheiten beträgt (zersetzt 0,00000000085 mg Wasser).

Ein Ton von 440 Schwingungen, von denen jede eine Amplitude von 1 Mikron besitzt, würde daher Ströme von einer mittleren Intensität 0,0000792 erzeugen und würde daher auch, wie sich aus den früheren Resultaten ergibt, hörbare Töne geben.

Die vereinte grosse Empfindlichkeit des Telephons und des Ohres lassen vermittelst des ersteren leicht Schwankungen electrischer Ströme erkennen. So zeigt sich, dass bei der Holtz'schen Maschine periodische Bewegungen im leitenden Draht auftreten, dass ferner die Höhe des Tones, wenn die Scheibe mit gleichmässiger Geschwindigkeit gedreht wird, von dem Widerstand des Schliessungskreises und der Capacität der Condensatoren abhängt und dass die Umstände, die in einer Geissler'schen Röhre am deutlichsten die Stratificationen lassen, einer bestimmten Tonhöhe im Telephon entsprechen. E. W.

XLVIII. *J. L. Hoorweg. Ueber das Telephon* (Maandbl. f. Natuurwetenschapen. VIII. p. 90—97. 105—112. 1878.).

Der Verfasser berechnet zunächst den Magnetismus, den der Magnet des Telephons A an der Ausgangsstation in der eisernen Platte inducirt; dabei kann man bei dem geringen Abstand von Platte und Magnet die Wirkung des letzteren auf die des einen Poles reducirt denken. Es sei sein Magnetismus m, a der Abstand der Mitte der Platte von dem Pol, ϱ_0 der Radius derselben, m' der Mag-

netismus der Pole der Platte, k und k' seien die Magnetisirungsconstanten von weichem Eisen und dem Stahl des Telephonmagneten; dann ist:

$$m' = 2\pi k m \left(1 - \frac{a}{\varrho_0}\right).$$

Die Platte inducirt selbst wieder Magnetismus in allen Theilen des Stahlmagnets, durch dessen Aenderung in der den Magnet umgebenden Spirale Ströme entstehen. Da die inducirende Wirkung von Theilen, die ausserhalb der Spirale gelegen sind, nur sehr klein ist, so genügt es, den Magnetismus m'' zu berechnen, der in dem von der Spirale umgebenen Theil des Magneten entwickelt wird. Ist ϱ_1 der Radius des Magneten, l die Länge der Spirale, x_1 der Abstand der vordersten Grenzfläche der Spirale von der Plattenmitte, so ist:

$$m'' = \frac{2\pi k' m' h Q}{l},$$

wo:

$$(x_1^2 + \varrho_1^2)^{-\frac{1}{2}} - \{(x_1 + l)^2 + \varrho_1^2\}^{-\frac{1}{2}} = Q.$$

Aendert sich a periodisch, so dass:

$$a = a_0 + C \sin 2\pi N t,$$

so wird:

$$\frac{dm''}{dt} = -\frac{8\pi^3 k k' m h Q\, C N \cos 2\pi N t}{l \varrho_0}.$$

Ist dann ferner n die Zahl der Windungen um das Telephon, so wird die erzeugte electromotorische Kraft:

$$E = 4\pi n \frac{dm''}{dt} = \frac{32\pi^4 n k k' m h Q C N \cos 2\pi N t}{l \varrho_0}$$

oder:

$$E = A C N \cos 2\pi N t.$$

Bei einem Telephon von Siemens war $n = 24 \times 14$, $m = 80000$ in Weber'schen Einheiten, $h = 0{,}125$; $l = 5$; $\varrho_0 = 21{,}5$; $x_1 = 3{,}5$; $\varrho_1 = 4$.

Für k und k' nimmt der Verf. bei dem starken Magnet des Telephons 10 und 6; dann wird $Q = 0{,}07$, $A = 409100000$ und:

$$E = 409100000\, C N \cos 2\pi N t.$$

Nimmt man mit Bosscha an, dass die Amplitude der Telephonplatte beim gewöhnlichen Sprechen gegen dieselbe etwa 0,0005 Mill. beträgt, so ergibt sich für $N=440$:

$$E = 57300000.$$

Bosscha fand (cf. p. 515. Anm.) $E = 58598000$.

Die Intensität des Inductionsstromes wird, wenn R der Widerstand ist:

$$J = \frac{ACN \cos 2\pi Nt}{R}.$$

Dieser Strom durchläuft die Spirale des Telephons B und übt auf den Pol seines Stahlmagnetes eine magnetisirende Kraft:

$$4\pi n'^2 Q' s J$$

aus, wo n' die Anzahl der Windungen auf der Längeneinheit, s die Dicke der übereinanderliegenden Windungen bezeichnet und Q' einen analogen Werth wie Q hat. Der dadurch im Pol erzeugte Magnetismus:

$$4\pi n'^2 Q' k' s J$$

wirkt auf die eiserne Platte mit einer Kraft, die, wenn man die Verrückungen der Platte unberücksichtigt lässt:

$$\varphi = \frac{16\pi^2 k k' m h s n'^2 \left(1 - \frac{a}{\varrho_0}\right) Q' J}{a^3}$$

ist; im anderen Fall aber:

$$\varphi = \frac{16\pi^2 k k' m h s n'^2 \left(1 - \frac{a}{\varrho_0}\right) Q' J}{a^3} \left(1 + \frac{3x}{a}\right).$$

Bei der Bestimmung der Bewegungen der Platte ist zu beachten, dass ihre Verrückungen sehr klein sind; es wird also jeder Pol eine gerade Linie senkrecht zur Platte beschreiben, und die Platte sich also, obwohl am Rande festgeklemmt, doch so bewegen, als ob sie frei wäre. Es ist dann sehr angenähert, wenn μ die Masse der Platte ist:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{\varphi}{\mu}, \quad x = -\frac{ABC}{RN}.\cos 2\pi Nt,$$

wo:

$$B = \frac{4kk'msh n'^2\left(1 - \frac{a}{\varrho_0}\right)Q'}{a^3\mu}.$$

Die Telephone A und B waren identisch. Es war $s = 6$, $n' = 14$, $Q' = 0{,}33$, $\mu = 1362$, so dass:

$$x = -1905 \times 10^{10} \times \frac{C}{RN} \cdot \cos 2\pi Nt.$$

Nehmen wir ferner an, dass ein Widerstand von 100 Siemens'schen, resp. $100 \times 917 \times 10^6$ Weber'schen Einheiten eingeschaltet ist, so wird für $N = 440$:

$$x = 0{,}0000225 \cos 2\pi Nt$$

und die Amplitude 0,000045 mm.

Die Intensität des Tones der Platte A ist proportional $(CN)^2$, die von B $\left(\frac{1905 \times 10^{10} C}{R}\right)^2$. Das Verhältniss der Tonstärken der beiden Platten ist also:

$$\frac{1905^2 \times 10^{20}}{N^2 R^2}.$$

Sie ist also umgekehrt proportional der Tonhöhe.

Ist der gesammte eingeschaltete Widerstand 100 S. Q.E., so ist die Intensität von $B = \frac{384}{N^2}$ von A, also bei 440 Schwingungen 0,00.2 von dem von A.

Im Princip schliesst sich die obige Theorie an die von Du Bois gegebene an. Den Einwand Hermann's, dass die Vocale nach derselben weniger deutlich hörbar sein müssten, als der Fall ist, sucht der Verf. durch eine Bemerkung von Donders zu widerlegen, nach der der Einfluss der Stärke der Obertöne auf die Vocalbildung noch eine offene Frage sei. In Betreff des zweiten Einwandes, dass man auch bei Inductionsströmen hoher Ordnung Vocale hören kann, weist er nach, dass gerade bei denen zweiter Ordnung die Obertöne in vollkommener Stärke auftreten müssen; in der That erscheinen auch die Vocale bei den betreffenden Strömen heller als mit denen erster Ordnung.

Aus der Gleichung für die Verschiebungen der Platte des Telephons B ergibt sich, dass im ganzen keine grossen Ver-

änderungen an dem Instrument möglich sind, es aber durchaus nothwendig ist, die Spirale möglichst weit ans Ende des Magneten zu schieben. Eine Verstärkung des Magnets ist nicht von grossem Belang, da dann k und k' abnehmen.

Der Verf. beschreibt ferner eine bessere Form des Edison'schen Telephons; dabei ersetzt er das Graphitpulver durch Cokesstifte und leitet den Strom, der durch die Platte und den Stift geht, durch den primären Draht einer Inductionsspirale. Die in der secundären Spirale dadurch erzeugten Ströme wurden dann nach der anderen Station geleitet. Dies Telephon gleicht dem von Navez (Bull. Acc. Roy. Belg. (2) XLV. p. 96. 223. 416. 612. 1878) und leistet dieselben Dienste. Weiter erörtert Hoorweg, in welcher Weise das Telephon bei Bestimmungen des Widerstandes und der electromotorischen Kraft dienen kann.

Mit dem Telephon gelang es auch, die von J. Moser untersuchten Concentrationsströme zu hören. Um die Ansicht von Helmholtz über deren Ursprung zu widerlegen, stellte der Verfasser folgenden Versuch an. Zwei kleine Gläser, von denen das eine mit concentrirter, das andere mit verdünnter Kupfervitriollösung gefüllt war, standen auf dem Boden zweier grosser Gläser, die dann vorsichtig ganz mit Wasser gefüllt wurden; eine Mischung des Wassers mit dem Salz tritt bekanntlich erst nach mehreren Tagen ein. Beide Gläser wurden durch einen mit Wasser gefüllten Heber verbunden und in die Salzlösungen mit dem Galvanometer verbundene Kupferbleche gestellt, die isolirt durch das darüber stehende Wasser gingen. Es zeigte sich ein Strom, der in der von J. Moser angegebenen Richtung verlief und obgleich sehr schwach dieselbe electromotorische Kraft hatte, wenn man die beiden Lösungen direct durch einen Heber verband. Der Strom ist auch nicht eine Reaction gegen die Wanderung der Jonen, da man sich durch Wägung überzeugen kann, dass *beide* Platten leichter geworden sind; es haben sich, wie das auch schon früher beobachtet war, basische Salze gebildet. Sein Arbeitsäquivalent ist daher auch in chemischen Wirkungen und

nicht in den Wärmemengen zu suchen, die beim Mischen von verschieden concentrirten Salzlösungen sich zeigen.

Merkwürdig ist die Empfindlichkeit des freien Telephons. Ohne eine Verbindung frei an das Ohr gehalten, hört man mit demselben das Schliessen und Unterbrechen eines Stromes in einem 1 m entfernten Draht.

Mittelst des Telephons ergab sich, dass, wenn ein Strom durch Wasser geht, in demselben schnell Schwankungen in der Stromstärke eintreten.

Zieht man aus einer Electricitätsmaschine durch eine isolirte Kugel Funken, so hört man mit dem freien Telephon ein knisterndes Geräusch. Es ist dies vielleicht „the direct electromagnetic action of currents due to the variations of electric deplacement in dielectrics“ von Maxwell.

E. W.

XLIX. ***Hughes.*** *Ueber die physikalische Wirkung des Mikrophons* (Phil. Mag. (5) VI. p. 44—50. 1878.).

L. ***J. Blyth.*** *Das Mikrophon* (Nature XVIII. p. 172—173. 1878.).

Um das Geräusch beim Laufen eines Insects zu hören, bedarf es grosser Empfindlichkeit aber geringen Umfangs des Mikrophons; genügen zwei durch gelinden Druck aneinander gelegte Oberflächen. Um die menschliche Stimme zu hören, bedarf es der gegentheiligen Bedingungen; es sind dazu vier Contactflächen von Tannenkohle, die am besten wirken, sechs von Weiden-, acht von Buchsbaum-, zehn von Gaskohle erforderlich, die stärker aneinander gepresst werden. Ein in den Schliesssungskreis eingefügtes Galvanometer darf dabei keine weitere Ablenkung zeigen, was eintritt, wenn bei zu schwachem Druck der Contact völlig unterbrochen wird. Bei zu starkem Druck verschwindet der Ton. Wird das Mikrophon auf einem Resonanzboden angebracht, so muss der untere Contact darauf befestigt werden; der obere sollte möglichst davon unabhängig sein und sein Gewicht durch ein Gegengewicht compensirt werden.

Die Ursache der Stromesänderungen während der Thätigkeit des Mikrophons dürfte wesentlich in der Hervorbringung neuer Contacte bei den die Molecüle deformirenden molecularen Schwingungen liegen; da auch zwei mit dem gehörigen Druck aufeinander gesperrte Kohlenstücke nach dem Zusammenleimen oder Feststellen durch eine isolirende Schraube an dem Leiter und darauf folgenden Entfernung des Druckes wirken.

Werden zwei Telephone in den Stromkreis des Mikrophons gebracht und eines derselben auf den Resonanzboden des Mikrophons gestellt, so hört man einen andauerden Ton, indem der beim Aufstellen erzeugte Ton das Mikrophon anregt, dieses die Telephone zum Mitschwingen bewegt u. s. f.

J. Blyth wendet als Unterbrecher oder auch als Zeichenempfänger für das Mikrophon einen mit ausgebrannten Steinkohlen gefüllten Topf oder eine Holzschachtel an, in deren gegenüberliegende Stellen zwei Blechstreifen gesteckt sind, oder auch eine derartige, an beiden Enden mit Drahtwindungen umwundene Kohle. Bei Anwendung starker Ströme sieht man zwischen den Kohlen Funken.

G. W.

LI. ***J. Luvini.*** *Ueber einen auf das Telephon bezüglichen magnetischen Versuch* (C. R. LXXXVI. p. 1543 —45. 1878.).

LII. ***Des Portes.*** *Ueber das Telephon* (ibid. p. 1546—47.).

LIII. ***Du Moncel.*** *Bemerkung hierzu* (ibid. p. 1547—48.).

Luvini füllt eine hohle Eisenröhre, z. B. von 70 cm Länge, 60 mm äusserem Durchmesser und 2 mm Metalldicke mit 1,6 Liter Wasser, setzt auf dieselbe eine Capillarröhre und magnetisirt sie durch einen herumgeleiteten Strom. Das Volumen der Röhre änderte sich dabei nicht. (Dass bei der Magnetisirung das Volumen der Magnete sich nicht ändert, ist bereits im Jahre 1847 von Joule, 1848 von Wertheim, 1864 von Buff wiederholt bewiesen. Wied. Galv. (2) II. § 507.)

Da Schläge den Magnetismus eines Magnets verändern, ist es selbstverständlich, dass, wie des Portes gefunden, und du Moncel bestätigt, beim Schlagen des mit seiner Spirale versehenen, frei aufgehängten Magnets eines zeichengebenden Telephons in dem Zeichenempfänger Geräusche gehört werden.[1]).

Ebenso dürften bei den Telephonen ohne Membran die Wirkungen neben den Schwingungen der Magnetisirungsspirale (Rossetti, Beibl. II. p. 294) auch von molecularen Erschütterungen des Magnets herrühren (Luvini).

G. W.

LIV. ***S. P. Thompson.*** *Magnetische Figuren* (Chem. News XXXVII. p. 272. 1878.).

Der Verf. streut Eisenfeile auf gummirte Glasplatten, über die Kupferdrähte gezogen sind, durch welche Ströme in der einen oder anderen Richtung geleitet werden, oder auf denen sich ein Magnet, ein von einem Strom durchflossener Magnet u. s. f. befindet, trocknet die Platten und projicirt die durch die Eisenfeile dargestellten Magnetkraftlinien.

G. W.

LV. ***E. Reynier.*** *Eine neue electrische Glühlampe* (C. R. LXXXVI. p. 1193—94. 1878.).

Einem dünnen Kohlenstäbchen wird von der Seite durch einen Contact der Strom zugeführt. Es wird durch eine Feder mit seinem Ende gegen einen zweiten Contact gedrückt, wird daselbst weissglühend, brennt ab und rückt vor. Schon mit 4 Bunsen'schen Elementen erhält man helles Licht; auch kann man an verschiedenen Stellen eines Stromkreises solche Apparate einschalten.

G. W.

---

1) Ebenso Savage und Chiddey Nature XVIII. p. 77. 94.

LVI. *G. Poloni. Ueber den permanenten Magnetismus des Stahls bei verschiedenen Temperaturen* (Elettricista II. p. 193—231. 1878.).

Die etwa 0,5 m langen, 0,01 dicken und 3—400 g schweren Magnete werden in einem 1 m langen, messingnen Oelbad erwärmt, welches dem von Pisati bei der Messung der Elasticität der Drähte benutzten (Beib. I. p. 305) ähnlich ist und durch ringförmige Brenner aus Messing erwärmt wird, die von einem die Wärme auf das Oelbad zurückwerfenden Reflector umgeben sind. Unter dem Bade ist conaxial dazu eine grosses ringförmiges mit kaltem Wasser gefülltes Gefäss von Messing mit doppeltem Boden befestigt, unter dem sich eine Drahtspirale von 100—200 Drahtwindungen und 0,6 m Durchmesser befindet, welche mit einer Weber'schen Bussole mit Spiegelablesung verbunden ist.

Die Magnete waren an einem weichen Kupferdraht aufgehängt, der über eine Messingrolle über dem Bade ging und an einem bis zur Bussole geführten Bindfaden angeknüpft war. Um das Moment der Magnete zu messen, werden sie entweder bis zur neutralen Linie in die unter ihnen befindliche Spirale gesenkt, oder aus dieser Lage wieder gehoben, oder aus derselben weit unter die Spirale gesenkt.

Es wurde beobachtet, dass ein Magnet, der noch nicht bei wiederholten Temperaturänderungen seinen constanten Zustand erreicht hat, um so längere Zeit einer bestimmten Temperatur ausgesetzt werden muss, um ein constantes magnetisches Moment zu erhalten; ähnlich wie es Holmgren, entgegen Riess und Moser gefunden.

Ein Magnet, der zwischen gewissen Temperaturen wiederholt erwärmt und abgekühlt, einen constanten Zustand angenommen hat, ändert denselben, wie zu erwarten, bei Erwärmung auf eine höhere Maximaltemperatur. Kehrt ein Magnet auf die gewöhnliche Temperatur zurück, so erlangt er immer einen Theil seines durch Erwärmen verlorenen Magnetismus wieder (entgegen Riess und Moser).

Für Aenderungen des Magnetismus eines constant gewordenen Magnets werden Interpolationsformeln aufgestellt, wegen deren auf die Originalabhandlung verwiesen werden muss, da dieselben sich selbstverständlich je nach der Stahlsorte und sonstigen Beschaffenheit des Magnets ändern. Indess findet bei allen Versuchsreihen die stärkste Abnahme des Magnetismus etwa bei 200° statt.

G. W.

LVII. ***Christiani.*** *Thermische Untersuchungen* (Verh. d. Berl. Physiol. Ges. 1877/78. p. 71—73.).

Mit Hülfe eines Galvanometers mit aperiodisch schwingendem Magnet lässt sich nachweisen, dass eine Thermosäule bei Bestrahlung mittelst eines berussten Leslie'schen Würfels sich etwa 10 mal schneller erwärmt, als ein berusstes Thermometer, wobei der Magnet 10 mal schneller unter Einwirkung des constanten Stromes seine Ruhelage einnimmt, als die Säulenenden ihre grösste Temperaturdifferenz erreichen. Die Abkühlungs- und Erwärmungszeiten der Säule für gleiche Temperaturdifferenzen sind gleich.

G. W.

LVIII. ***Pulvermacher.*** *Eine durch die Wirkung der Luft depolarisirte Kette mit einer Flüssigkeit* (C. R. LXXXVII. p. 22—23. 1878.).

In einen mit verdünnter Schwefelsäure, Kalilauge oder Ammoniak gefüllten porösen Cylinder wird ein amalgamirter Zinkstab gestellt und der Cylinder mit einer langen Spiralfeder aus feinem Silber oder Platindraht umwunden. Bei den mannigfachen Contactstellen übt der atmosphärische Sauerstoff stets seine oxydirende und depolarisirende Wirkung aus. Die electromotorische Kraft des Elements ist mit Kalilauge etwa 1,5 Volts mit verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{10}$) 1,16 Volts. Bei einem Widerstand von 10 Ohmad

sinkt die electromotorische Kraft in 10 Minuten um 16 $^0/_0$, stellt sich aber beim Oeffnen in 3 Minuten wieder her.

G. W.

Literatur-Uebersicht.

Wiener Anzeiger. 1878. Nr. 14—18.

E. Mach. *Ueber den Verlauf der Funkenwellen in der Ebene, p. 109.*

G. Ciamician. *Ueber den Einfluss des Druckes u. der Temperatur auf die Spectren von Dämpfen u. Gasen, p. 110.*

M. Margules. *Ueber Theorie u. Anwendung der electromagnetischen Rotationen, p. 110.*

L. Boltzmann. *Weitere Bemerkungen über einige Probleme der mechanischen Wärmetheorie, p. 115—117.*

R. Přibram u. Handl. *Ueber die specifische Zähigkeit von Flüssigkeiten u. ihre Beziehung zur chemischen Constitution, p. 128—129.*

L. Ditscheiner. *Ueber die Electricitätsbewegung im Raume und die Nobili'schen Ringe, p. 131.*

J. Puluj. *Ueber die Reibung des Dampfes, p. 140—142.*

Fr. Exner. *Ueber die Natur der galvanischen Polarisation, p. 144—150.*

W. Rosicky. *Ueber die optischen Eigenschaften des Rauches, p. 150.*

J. Klemenčič. *Beobachtungen über die elastische Nachwirkung am Glase, p. 152.*

Schlömilch, Zeitschr. für Math. u. Phys. 1878. Bd. XXIII. Heft 4.

H. A. Lorentz. *Ueber die Theorie der Reflexion und Refraction des Lichtes (vgl. Beibl. I. p. 92), p. 197—210.*

G. Helm. *Zu Riemann's Gravitationstheorie, p. 261—263.*

Crelle Journal. Bd. LXXXV. 1878. Heft 3.

E. Mathieu. *Réflexions au sujet d'un théorème d'un mémoire de Gauss sur le potentiel, p. 264—269.*

Liebig Annalen der Chemie. 1878. Bd. CXCII. Heft 3.

S. H. Long. *Ueber die Einwirkung von Wasserdampf auf glühende Holzkohle, p. 288—295.*

H. Schröder. *Beiträge zum Sterengesetz, p. 295—304.*

Dingler Journal. 1878. Bd. CCXXIX. Heft 1—2.

Edgerton. *Photometer mit Normallampenlicht, p. 48—49.*

W. Wedding. *Apparat zur Ermittelung des specifischen Gewichtes fester Körper, p. 50—51.*

Ueber die Härtung des Glases, p. 57—66.

W. Metcalf *und* **J. W. Langley.** *Ueber den Einfluss der Wärme auf die Structur des Stahles, p. 92—93.*

Polytechnisches Notizblatt. 1878. Bd. XXXIII. Nr. 14—15.

Cassamajor. *Amalgamirung des Eisens und einiger anderer Metalle (nach Arch. d. Pharm. CCXII. p. 126), p. 213—214.*

Böttger. *Neues Verfahren Metalle auf galvanischem Wege mit Platin zu überziehen, p. 225—226.*

Comptes rendus. 1878. T. LXXXVII. Nr. 3—5.

M. De St. Venant. *Sur la plus grande des composantes tangentielles de tension intérieure en chaque point d'un corps solide et sur la direction des faces de ses ruptures, p. 89—92.*

A. Gaiffe. *Sur la galvanoplastie du cobalt, p. 100—101.*

A. Crova. *Mesure de l'intensité calorifique des radiations solaires, p. 106—108.*

Barbet. *Sur les densités des solutions de sucre pur, p. 110—112.*

E. Becquerel. *Sur le dépot électrochimique du cobalt et du nikel, p. 130—131. (Prioritätsreclamation gegen Gaiffe.)*

Th. du Moncel. *Sur les variations de l'intensité des courants transmis à travers de médiocres contacts, suivant la pression exercée sur eux, p. 131—134. 189—191.*

P. Boileau. *Théorie et formules concernant l'action retardatrice des parois des courants liquides, p. 134—138.*

F. M. Raoult. *Sur la tension de vapeur et sur le point de congélation des solutions salines, p. 167—169.*

R. Blondlot. *De la nonexistence de l'allongement d'un conducteur traversé par un courant électrique, indépendamment de l'action calorifique, p. 206—208.*

J. A. Le Bel. *Recherches sur l'alcool amylique; dextrogyre, p. 213—215.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1878. T. XIV. Mai.

A. Ditte. *Recherches relatives à la décomposition des sels métalliques et à certaines réactions qui s'accomplissent en présence de l'eau, p. 190—238.*

Les Mondes. T. XLVI. Nr. 11—14.

J. Luvini. *Microtasimètre Edison, p. 456—457.*

Bull. de l'Acad. Roy. de Belgique. (2) 1878. T. XLV. Juni.

Valérius, Montigny *et* **Donny.** *Rapports sur une note de M. P. de Heen concernant la fluidité les liquides, p. 734—743.*

P. de Heen. *De la fluidité des liquides, p. 798—816.*

W. Spring. *Propriété que possèdent les fragments des corps solides de se souder par l'action de la pression, p. 746—754.*

Archives de Genève. 1878. (2) T. LXI. Mai—Juli.

Schneebeli. *L'aimantation et la désaimantation des électroaimants, p. 51—70.*

Philosophical Magazine (5) 1878. Vol. VI. August.

A. R. Clarke. *On the figure of the earth, p. 81—93.*
Fr. Guthrie. *On salt solutions and attached water (Cont.), p. 105—115.*
W. J. Millar. *On the transmission of vocal and other sounds by wires, p. 115—119.*
D. J. Blackley. *On the nebular hypothesis. IX. Radiation and rotation, p. 128—132.*
W. E. Ayrton. *The electrical properties of bee's wax and lead chloride, p. 132—141.*
J. Brown. *Theory of voltaic action, p. 142—145.*

Nature. 1878. Vol. XVIII. 11. Juli bis 1. August.

A. S. Herschel. *Measuring scales for spectroscopes, p. 300—301.*
G. P. Ridder. *The phonograph, p. 302.*
J. G. Hofmann. *A new camera lucida, p. 312.*
Lord Rayleigh. *The explanation of certain acoustical phenomena p. 319—321.*
Fl. Jenkin *and* **J. A. Ewing.** *The phonograph and vowel sounds, p. 340—343.*
— *A new deep sea thermometer, p. 348—350.*
W. Thomson *and* **Barrett.** *The microphone, p. 355—356.*
Edison. *The Tasimeter, p. 369—370.*
Sitzung der Roy. Soc. 19. Juni. G. D. Liveing and J. Dewar. On the reversal of the lines of metallic vapours, p. 321—22.

Chemical News. 1878. Vol. XXXVIII. Nr. 974—975.

F. A. Edison. *Telephonic repeater, p. 45.*

Atti della Reale Accademia dei Lincei (Transunti). (3) II. 1878. Marzo—Juni.

J. Canestrelli. *Campanello telefonico senza la pila, p. 219—220.*

Il Nuovo Cimento (3) 1878. III. Mai—Juni.

C. Marangoni. *Difesa della teoria dell' elasticità superficiale dei liquidi, p. 193—211.*
A. Righi. *Sulla velocità della luce nei corpi trasparenti magnetizzati, p. 212—234.*
— *Sulla concentrazione di una soluzione magnetica al polo di una calamita, p. 235—237.*

F. Rossetti. *Sulla temperatura del sole. Indagini sperimentali, p. 238—256.*

E. Villari. *Studi sul calorico svolto dalla scientilla elettrica esplodente in vari gas, p. 270—274.*

L'Elettricista. 1878. II. Juni u. Juli.

P. Volpicelli. *Sulla elettrostatica induzione, p. 317—322.*

G. Cantoni. *Un' esperienza sull' induzione elettrostatica, p. 350—352.*

Photographische Mittheilungen. 1878. Bd. XV. Heft 4.

W. Abney. *Erklärung der Wirkung des Lichtes auf Bromsilber, p. 90—95.*

W. Abney und W. Vogel. *Neue Methode, die Farbenlichtempfindlichkeit der Silbersalze zu vermehren, p. 96—97.*

Separatabzüge.

F. Klocke. *Mikroskopische Beobachtungen über das Wachsen und Abschmelzen der Alaune in Lösungen isomorpher Substanzen (Ber. über die Verh. d. naturf. Gesellsch. zu Freiburg VII. (3) 1878), p. 1—39.*

J. S. Sylvester. *Note on the Ladenburg Carbon-graph (Amer. Journ. of Math. 1878), p. 125.*

W. E. Story. *On the elastic potential of crystals (ibid.), p. 177—183.*

Warren de la Rue und H. W. Müller. *Experimental researches on the electric discharge with the chloride of silver battery. part II (Phil. Trans. Part I. Vol. CLXIX. Anfang p. 155), p. 71—157.*

J. W. Gibbs. *On the equilibrium of heterogenous substances (Trans. of the Acc. of Arts and Sciences. Vol. II. p. 2), p. 344—524.*

Preyer. *Ueber die Theorie der musikalischen Consonanz (Sitzungsber. der Jen. Gesellsch. f. Med. u. Naturw. 1878. Separatabz.), p. 1—5.*

— *Ueber Combinationstöne (ibid. Separatabz.), p. 1—4.*

K. Vierordt. *Die Messung der Schallstärke (Zeitschr. f. Biologie. 1878), p. 300—304.*

P. La Cour. *La roue phonique (K. Schønberg, Kopenhagen 1878), p. 1—72.*

M. de St. Venant. *De la constitution des atomes (Bruxelles, F. Hayes 1878), p. 1—78. Erster Theil eines grösseren Werkes: Mécanique philosophique.*

F. C. Donders. *Une lunette pancratique (Arch. néerl. XIII. 1878 Separatabz.), p. 1—50.*

J. A. C. Oudemans. *Sur la détermination des distances focales des lentilles à court foyer (ibid.), p. 1—24.*

1878. BEIBLÄTTER № 9.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. ***G. Helm. Zu Riemann's Gravitationstheorie*** (Schlöm. Zschr. f. Math. u. Phys. XXIII. p. 261—263. 1878.).

Riemann hat den Satz aufgestellt: (H. Webers Ausgabe der Werke p. 502.). „Nimmt man an, dass der raumerfüllende Stoff eine incompressible Flüssigkeit ohne Trägheit sei, und dass in jedes ponderable Atom in gleichen Zeiten stets gleiche, seiner Masse proportionale Mengen einströmen, so muss offenbar der Druck, den das ponderable Atom erfährt (der Geschwindigkeit der Stoffbewegung an dem Orte des Atoms proportional sein?). Es kann also die Wirkung der allgemeinen Gravitation auf ein ponderables Atom durch den Druck des raumerfüllenden Stoffes in der unmittelbaren Umgebung desselben ausgedrückt und von demselben abhängig gemacht werden.“

Indem der Verfasser diese von Riemann gegebene Andeutung mittelst der aus Principien der Hydrodynamik fliessenden Gleichungen discutirt, findet er, dass der Druck $p = -\Sigma \frac{m}{r}$ sein muss, wo m und r die gewöhnliche Bedeutung haben. An Stelle der eingeklammerten Worte muss daher stehen: „dem Newton'schen Potentiale an dem Orte des Atoms proportional sein.“ E. W.

II. ***David Townsend. Ueber die Vorgänge beim Lochen von Metallen*** (Deutsche Met.-Ind. Z. 1878. p. 116. 141—142. 153—154. Entnommen dem Journ. of the Franklin Institute 1878. März.).

Die Versuche, um die Vorgänge beim Lochen nachzuweisen, wurden angestellt mit schmiedeeisernen Blöcken

von $1^3/_4$ Zoll Dicke, $1^3/_4$ Zoll Breite und $2^1/_2$ Zoll Länge, der Durchmesser des Lochstempels betrug $^7/_{16}$ Zoll. Die Blöcke zeigten sich nach dem Lochen gebogen, concav nach der Axe des Loches. Der durchgetriebene Kern mit einer Höhe von $^{11}/_{16}$ Zoll hatte ein spec. Gewicht von 7,78, übereinstimmend mit dem des Blockes, sodass circa 70 $^0/_0$ der vertriebenen Eisenmasse in die umgebenden Wände übergegangen waren, während der Kern selbst nur 30 $^0/_0$ enthielt. Dasselbe Resultat ergaben die Versuche mit mehreren Blöcken und liess sich dieses Ausweichen der Eisentheilchen nach den Wänden, als den Orten des geringsten Widerstandes, sehr anschaulich dadurch zeigen, dass man die Blöcke durchschnitt und die Schnittflächen ätzte. Es werden demnach durch das Lochen die Wände sehr verdichtet und werden etwa einzuschneidende Gewinde eine grössere Widerstandsfähigkeit haben. Rth.

III. ***A. Brezina.*** *Das Wesen der Isomorphie und die Feldspathfrage* (Tschermak, Min. Mitth. Jahrg. 1875. p. 13—30 und 137—152.).

I. Deduction aus der atomistischen Hypothese. Die Annahme discontinuirlicher Raumerfüllung ergibt nach allen physikalischen Erscheinungen, dass die Vertheilung der den Krystall zusammensetzenden Partikel an allen Stellen des Krystalls dieselbe sei. Die sich daraus ergebenden Anordnungsweisen der Partikeln sind 14 an der Zahl.

Den Flächeninhalt eines Parallelogramms in einer beliebigen Reticularebene zwischen vier Partikeln, zwischen denen keine anderen liegen, nennt Brezina die Reticulardichte; sie ist für jede Ebene (durch Partikeln) eine Constante, sie wird grösser, wenn man von Flächen mit einfachen niedrigen Indices aufsteigt zu denen mit complicirten grossen Indices.

Es zeigt sich nun, dass die Spaltbarkeit einer Substanz immer nach der Fläche mit niedrigster Reticulardichte gerichtet ist, falls man das Axensystem so gewählt

hat, dass die häufigsten und ausgedehntesten Flächen die einfachen Indices bekommen. Dieses Verhältniss erklärt sich dadurch, dass die Cohäsion zwischen Partikeln zweier solcher Reticularebenen wegen des grössten Abstandes der letzteren von einander am kleinsten ist.

„Zwei derselben Anordnungsweise angehörige Substanzen sind isomorph, wenn die mittelst der Spaltbarkeit, Flächenhäufigkeit und Flächenausdehnung ermittelte Anordnung der Partikel in beiden die für die Beobachtung freibleibenden Elemente exclusive der absoluten Länge als nahezu gleich ergeben."

Zwei Substanzen verschiedenen Systems sind „polysymmetrisch" (Scacchi), wenn dieselben Bedingungen erfüllt sind, „wobei ein oder mehrere unveränderliche Elemente der höher symmetrischen Substanz wie frei bleibende zu betrachten sind".

„Eine Substanz ist polymorph, wenn sie mehrere Modificationen von gleicher procentueller chemischer Zusammensetzung und verschiedener Anordnungsweise besitzt."

II. Schlüsse aus den Meroëdrien. Aus der Erscheinung der Meroëdrie folgt, dass die nach einer der oben erwähnten 14 Modus angeordneten Partikel selbst wieder eine gewisse Symmetrie besitzen, welche eben bei Meroëdrie geringer ist als die Symmetrie der betreffenden Ordnungsweise. Diese symmetrische Anordnung der Molecüle in den Partikeln wurde auf verschiedene Weise zu ermitteln gesucht durch Bravais, v. Bezold, v. Lang, Gadolin, Sohnke. Zur Beurtheilung der theoretisch erhaltenen Gruppen stellt Brezina die in der Natur bisher beobachteten 31 Meroëdrien zusammen. Keine der Methoden ist jedoch bisher genügend, da sie alle überflüssige Symmetriegruppen liefern.

III. Spaltbarkeit und Härte. Beides sind vollkommen äquivalente Begriffe, d. h. die zur Trennung der Theilchen nöthige Belastung hängt ab von der Orientirung der Fläche und der Richtung auf derselben gegen die Spaltungsflächen des betreffenden Krystalles, von der Güte derselben, d. h. von je einer Constanten der betreffenden

Spaltungsfläche und von einer Constanten der Substanz. — Die den einzelnen Spaltungsflächen zukommenden Constanten findet man durch Versuche; einen zweiten numerischen Ausdruck für die Spaltungsflächen findet man in der Reticulardichte. Die Beziehung, in welcher die auf die beiden Arten erhaltenen Constanten zu einander stehen, ist noch nicht erkennbar, weil Härte-Constanten bisher nur für sehr wenige Substanzen bestimmt sind.

Für isomorphe Substanzen sind sowohl einerseits die Reticulardichten analoger Flächen, als auch andererseits ihre Härte-Constanten untereinander gleich.

IV. Isomorphie und optisches Verhalten. Brezina stellt in Tabellen einige isomorphe Gruppen mit ihren optischen Eigenschaften zusammen und findet, dass das optische Verhalten nicht vorwiegend von der Anordnung der Partikel im Krystall abhängen kann, sondern von der der Molecüle in den Partikeln, sowie event. von der Beschaffenheit der Molecüle selbst. Die optische Aehnlichkeit in vielen Fällen der Isomorphie zeigt dann, dass in jenen isomorphen Substanzen, welche eine analoge chemische Zusammensetzung besitzen, auch eine gleiche Lagerung derjenigen Theilchen vorhanden sein muss, welche das optische Verhalten bestimmen. Da nun der somatische Gegensatz, welcher im Vorhandensein einer Drehung der Polarisationsebene des Lichtes längs Richtungen einfacher Brechung gegeben ist, sich entweder im Molecül oder im Partikel allein oder in beiden zugleich äussern kann, so zeigt sich darin der gleichzeitige Einfluss der Anordnung der Atome und der Molecüle auf die optischen Eigenschaften. Also: isomorphe Körper analoger chemischer Zusammensetzung haben analoge Anordnung der Atome und Molecüle.

V. Isothermen und Ausdehnungscoëfficienten. Brezina stellt in Tabellen die thermische Ellipticität der Substanzen isomorpher Gruppen zusammen; es ergibt sich, dass kein directer Zusammenhang zwischen derselben und der Anordnung der Partikel besteht, und dass eine Zurückführbarkeit auf die Anordnungsweise der Atome anzunehmen sei.

Die Ausdehnungscoëfficienten der Krystalle nach verschiedenen Richtungen lassen bisher noch keine Beziehungen bei isomorphen Substanzen erkennen.

VI. Magnetische Richtkraft. Bezüglich des durch Ellipsoide darstellbaren Theiles der magnetischen Wirkung ergibt sich, dass dieselbe wahrscheinlich auf der Anordnung der Atome beruht.

VII. Auflösungserscheinungen. Da Aetzfiguren jeder wahrnehmbaren Meroëdrie folgen, so hängen sie von der Anordnung der Atome ab. Damit stimmt die Thatsache überein, dass isomorphe Substanzen, deren abweichende Bestandtheile einander chemisch nahe verwandt sind, unter sonst gleichen Umständen auch ähnliche Aetzfiguren zeigen.

Exner's Lösungsfiguren sind unabhängig von der Anordnung der Partikel und auch von der Meroëdrie.

E. K.

IV. *M. W. Spring. Vorläufige Notiz über die Eigenschaft von Stücken fester Körper, sich durch Druck wieder zu verbinden* (Bull. d. l'Ac. R. d. Belg. (2) LXV. p. 746—754. 1878.).

Spring wandte zu seinen Versuchen einen prismatischen Stahlblock an (Seite der quadratischen Grundfläche 0,04 m, Höhe 0,12 m), durch dessen Axe ein Loch von 0,008 m Durchmesser gebohrt war. Nachdem dieses Loch unten durch einen von einer Schraube festgehaltenen Stempel verschlossen war, wurden die gewöhnlich pulverisirten festen Körper hineingebracht und das Loch bis über den Rand mit kleinen Stahlstempeln gefüllt, auf die mittelst einer starken Schraube und eines 1,5 m langen Schraubenschlüssels ein Druck von 40,000 Atmosphären ausgeübt wurde. Rechnet man, da genaue Daten fehlen, auf die Reibung circa 50 %, so bleiben immer noch 20,000 Atmosphären zum Comprimiren disponibel. Den Untersuchungen wurden unterworfen Kali- und Natronsalpeter, dann Sägespähne von Pappelholz, Staub von einem Schleifsteine und gestossene Kreide. Bei der Compression der letzteren wurde der Apparat, da die Stahlstempel sich mit den

Wänden fest zusammen gefügt hatten, derart beschädigt, dass die Untersuchungen für längere Zeit unterbrochen werden mussten.

Sowohl bei KNO_3 wie bei $NaNO_3$ hatte sich eine vollständig homogene Masse gebildet, härter und dichter als geschmolzene Theile derselben Substanzen, dabei durchscheinend wie Porcellan. Das aus der Pression von Sägespänen hervorgegangene Stück zeigt keine vollständige Homogeneïtät, sondern einen schieferartigen Bruch in der Richtung des Druckes, war jedoch viel dichter wie das Holz in gewöhnlichem Zustande, im Verhältniss von 1,328 : 0,389. Nicht so günstig waren die Resultate mit Schleifsteinstaub und Kreide, was wohl besonders dem Einflusse der an den Theilchen haftenden Luft zuzuschreiben ist. Um letzteren Umstand festzustellen, wurde Kreide mit Wasser befeuchtet, unter Druck getrocknet und der Apparat erst nach 8 Tagen geöffnet, wobei jedoch die oben erwähnte Beschädigung eintrat und weiteren Versuchen ein Ende machte.

Schon aus diesen wenigen Versuchen ergibt sich die Möglichkeit, die Cohäsion der Theile fester Körper unter Anwendung von Druck hervorzurufen, und besondere Wichtigkeit scheinen sie zu haben für geologische Fragen nach der Bildung der festen Massen der Erdrinde, bei denen schon die Geologen die Einwirkungen starker Drucke annehmen, ohne sich indess an positive, experimentelle Daten halten zu können. Rth.

V. ***Th. Hoh.*** ***Untersuchung einiger physikalischer Eigenschaften verschiedener Holzarten*** (Phys. Abh. p. 59—75.).

Die Untersuchungen erstrecken sich auf zehn dem Verfasser zu Gebote stehende Holzarten, welche im Text zur Abkürzung mit den beistehenden Buchstaben bezeichnet werden: Ebenholz: Eb; Ahorn: A; Zwetschenbaum: Z; Kirschbaum: K; Fichte: F; Eiche: Ei; Erle: Er; Birke: B; Rothbuche: BR; Weissbuche: BW. Zur Constatirung einer möglichst normalen Beschaffenheit der Materialien wurde das specifische Gewicht derselben, im luft-

trockenen Zustande und auf 0° Temperatur reducirt, sowohl mittelst der gewöhnlichen hydrostatischen Wage als auch aräo- und pyknometrisch bestimmt. Demgemäss ordnen sie sich folgendermassen: Er: 0,533; Ei: 0,660; A: 0,674; F: 0,704; K: 0,709; BW: 0,739; B: 0,753; BR: 0,770; Z: 0,829; Eb: 1,115.

Der von den Hölzern im trockenen und durchfeuchteten Zustande dem Zersägen entgegengesetzte Widerstand wurde in der Weise bestimmt, dass ein cylindrisches Stäbchen von 1 cm Durchmesser fest zwischen die eisernen Backen eines Schraubstocks eingeklemmt und am herausragenden Stück mit einer kleinen Handsäge angegriffen ward. Nach der Zahl der unter möglichst gleichen Bedingungen durch das Holz geführten und zum Durchschneiden nothwendigen Doppelzüge ordnen sich die Hölzer im trockenen Zustande in aufsteigender Reihe: F: 18; Er: 40; K: 71; B: 88; Ei: 90; BW: 115; BR: 140; A: 150; Z: 160; Eb: 225, während nach 6 stündigem Liegen in Brunnenwasser von + 10° C. bei genau derselben Behandlung folgende Reihe resultirt: F: 31; Ei: 100; Er: 104; B: 133; BW: 144; K: 150; BR: 200; Z: 208; A: 217; Eb: 260; alle Werthe sind fast gleichmässig grösser als die im trockenen Zustande erhaltenen, nur K und Ei haben auffällige, jedoch vielleicht mehr zufällige Verschiebungen erlitten.

Die Biegungs-Elasticität der Hölzer wurde nach zwei Methoden und an viererlei modificirtem Material festgestellt, nämlich an cylindrischen und an parallelepipedischen Stäben von nahe 1 qcm Querschnitt, sowohl im lufttrockenen als vollkommen durchfeuchteten Zustande, das eine mal so, dass zwei Stützpunkte um 18 cm auseinanderlagen und der 1 mm dicke abgerundete Haken der Belastungsschale in der Mitte aufgehängt wurde, das andere mal unter einseitiger fester Einklemmung eines 4 cm langen Endstückes zwischen zwei eisernen Schraubstockbacken, während die Last, 44 cm vom Innenrand der letzteren entfernt, am anderen, freien Ende der Stäbe angriff. Die den bestimmten Gewichten von resp. 3—6—9—12—15 kg entsprechende Ausweichung oder der Biegungspfeil wurde

gemessen in Bezug auf einen stets in derselben Höhe angebrachten horizontalen Glasstab. Betrachtet man die der Maximalbelastung entsprechenden Biegungspfeile als Tangenten der Abweichungswinkel α der halben Stablänge zwischen Unterstützungs- und Angriffspunkt $= r$, so ergeben sich an den trockenen cylindrischen, doppelt unterstützten, central belasteten Stäben geordnet die Werthe: {3,3 (Ei); 3,8 (BW); 4 (Eb, A, B); 4,4 (K, BR); 4,7 (Z); 5,4 (Er, F)} $= r \, . \, \mathrm{tg} \, \alpha$, welchen Werthen die Abweichungswinkel: $2^0 6'$; $2^0 25'$; $2^0 32' 40''$; $2^0 48'$; $2^0 59' 20''$; $3^0 29' 50''$ entsprechen, welche sich beim unbiegsamsten Eichenholz und an dem biegsamsten Erlen- und Fichtenholz nahe wie 2 : 3 verhalten. Eine allgemein gültige Relation zwischen Belastung und Biegungswinkel besteht wohl schwerlich, dieselbe hängt vielmehr in jedem einzelnen Falle von der Qualität des Materiales ab.

Die den einzelnen Belastungen entsprechenden Verlängerungen, an den extremen Gliedern (Ei) und (F) berechnet, zeigen für je 3 k Gewichtssteigerung Unterschiede, die anfangs constant bleiben, dann mit der Last steigen und bei (F) im Minimum 0,01, im Maximum 0,08, im ganzen aber 0,18 Procent der ursprünglichen Länge und bei (Ei) im Minimum 0,01, im Maximum 0,02, total aber 0,068 Procent betragen. Die anfängliche Uebereinstimmung der beiden so verschiedenartigen Hölzer schwindet also schon von der zweiten Belastungsstufe ab, wo der grössere Molecularwiderstand des harten Holzes wieder hervortritt.

Die nämlichen, zwei Tage hindurch in Brunnenwasser von 10^0 C. eingelegten Holzstäbe ergaben, in der obigen Weise auf ihre Biegungselasticität geprüft, bei der Maximalbelastung von 15 kg für die Biegungspfeile die folgenden Werthe: 2,4 (Eb); 4 (Ei); 5 (A); 5,8 (Z); 6,2 (K); 7 (BW); 8 (B); 9,2 (F); 13,7 (Er); 14 (BR), wobei zu bemerken ist, dass (F) und (B) hierbei einen Splitterbruch, (Eb) und (Br) aber eine starke Knickung erlitten.

Bei centraler Belastung parallelepipedischer Stäbe von 1 qcm Querschnitt gibt sich im allgemeinen durch die Formveränderung ein auffallendes Wachsen des Bie-

gungswiderstandes kund, welcher bei der Maximalbelastung jetzt trocken durchschnittlich doppelt so gross, nass selbst 3 ja 4 mal grösser geworden ist.

Bei der Prüfung der Biegungselasticität bei einseitiger Befestigung und Belastung waren trotz schonendster Einlage der Gewichte oscillatorische Störungen des Moleculargleichgewichtes und dadurch bedingte Lockerung des Fasergefüges unvermeidlich; deshalb wurde der Einfluss der Vibrationen der Stäbe für sich bestimmt und hier zunächst nicht weiter berücksichtigt. Es wurden cylindrische Stäbe von 1 cm Durchmesser und 50 cm Länge angewendet, wovon 7 cm zwischen den festen Wangen eines eisernen Schraubstocks eingeklemmt waren, sodass ein Hebelarm von 43 cm Länge verblieb, an dessen freiem Ende nacheinander die Belastung von 1—2—3—4—5—6—7 kg angebracht wurde. Die grösste Last vertrug (Eb), die stärkste Biegung (Z), welches einen Ausweichungswinkel von 30—40° und im Moment des Bruchs eine Verlängerung um 16,2 Procent erreichte, während (B) schon bei 3° 59′ 30″ Ausweichung und 0,2 Proc. Verlängerung zerbrach.

Aus der Untersuchung der durchfeuchteten Hölzer folgt, dass die imbibirte Flüssigkeit eine grössere Trägheit der anfänglichen Molecularverschiebung involvirt, welche sich wieder ausgleicht und zwar in der Weise, dass die nassen Hölzer, wenn sie einmal die etwas später oder schwieriger eingleitete Biegung begonnen haben, leichter brechen, als sich biegen.

An parallelepipedischen Holzstäben von 1 qcm Querschnitt, im übrigen aber von denselben Dimensionsverhältnissen (nur betrug der Hebelarm 43,7 cm) wurde ausnahmslos die Cohäsionstrennung später constatirt als an cylindrischen, was, wie schon oben bemerkt, wohl der Formänderung zuzuschreiben ist. Gegenüber dem trockenen Zustande sind die den Bruch bewirkenden Gewichte bei den durchfeuchteten Hölzern von unbedeutender Abweichung, die demselben vorangehenden Biegungen jedesmal kleiner. — Ueber die Betheiligung der Schwingungen einseitig be-

festigter Stäbe wurden vorbehaltlich einer grösseren selbständigen Untersuchung dieser Erscheinungen einstweilen einige Thatsachen constatirt, die aber noch keine allgemeinen Schlüsse zu ziehen berechtigen. Eine präcise Verfolgung der Schwingungen war hier sehr schwierig durchzuführen, weil die durch die Quellung beträchtlich verminderte Elasticität sofort zu enorm starker Biegung und zu höchst geringfügiger Rückwirkung des Moleculargefüges Veranlassung gab.

Da nach den gemachten Versuchen eine zwar ziemlich unregelmässige, doch zweifellose Beziehung der Festigkeits- und Elasticitätsverhältnisse zur Durchfeuchtung der Hölzer stattfindet, so wurden die Imbibitionsphänomene für sich ins Auge gefasst, indem ein kleines, cylindrisches Holzstück von nahezu 1 ccm Inhalt 24 Stunden ins Wasser gelegt und nach der Herausnahme zwischen Fliesspapier sorgfältig von aller oberflächlichen Flüssigkeit befreit und dann wieder gewogen wurde. Auf gleiche Trockengewichte berechnet, reihen sich die Imbibitionsquanta der Hölzer, nach Gewichtsprocenten geordnet, folgendermaassen aneinander: Er: 131,2; B: 94,9; K: 84,9; BR: 76,1; Ei: 76; F: 70,2; A: 65,5; Z: 56,2; BW: 54,6; Eb: 31,5 Procent. — Verschiedene Temperaturen scheinen die Quellung nicht merklich zu beeinflussen, da die geringen beobachteten Abweichungen eher in Beobachtungsfehlern oder der Ausdehnung der Flüssigkeit, als in Imbibitionsdifferenzen begründet erscheinen. Auch der Zeiteinfluss wurde geprüft, indem gleichartige Holzstückchen einmal 2 Stunden, das andere mal 2 Tage in gleichartiges Wasser gelegt wurden. Es darf im allgemeinen angenommen werden, dass die hauptsächlichste Wasseraufnahme in der ersten Zeit der Einlage geschieht, und die Verlängerung derselben nur eine geringe Mehraufnahme erzielt.

Zum Studium der Quellung in Alkohol von 0,791 spec. Gewicht wurden Vorversuche mit 1 qcm grossen, trockenen Flächen von Filtrirpapier, Linnen, Kalbleder und Schweinsharnblase gemacht, die einer einstündigen Imbibition von Wasser wie von Alkohol ausgesetzt wurden;

ferner wurden auch die Hölzer 24 Stunden in Alkohol gelegt. Von allen Stoffen wird mehr Wasser als Alkohol aufgenommen, doch in ungleichem Verhältniss. Auf Eb als relative Einheit zurückgeführt, ordnen sich die Quellungsprocente der Alkohol-Imbibition bei den Hölzern in folgender aufsteigenden Reihe: Eb: 1; Ei: 7,8; Z: 8,5; BR: 8,8; A: 10; BW: 10,4; F: 11; K: 12,8; B: 16,6; Er: 21,2.

Bei der Untersuchung der Wärmeleitung der Hölzer nach der bekannten Methode der Wachs-Abschmelzung konnte weder hinsichtlich der Gestalt der Abschmelzungsringe, die im allgemeinen zur elliptischen Form hinneigend verlief, noch hinsichtlich deren feineren Dimensionen ein deutlich differentes Verhalten der einzelnen Arten constatirt, und auch aus Gründen ungenügender technischer Beihilfe nichts Genaueres über den Einfluss der Faserung eruirt werden.

A. N.

VI. ***A. v. Obermayer.*** ***Ein Beitrag zur Kenntniss der zähflüssigen Körper*** (Wien. Ber. Aprilheft 1877. Separatabz. p. 1—14.).

Der Verfasser nimmt an, wie nach seiner auszüglichen Mittheilung bereits (Beibl. I. p. 336) berichtet wurde, dass zähflüssige Körper, insbesondere die Harze, sich andauernd wirkenden Kräften gegenüber wie Flüssigkeiten mit sehr grosser innerer Reibung verhalten — so lässt sich Schwarzpech z. B., ebenso wie Eis, durch die Maschen eines Drahtnetzes pressen; feine Striche und Runzeln auf seiner Oberfläche gleichen sich in kurzer Zeit aus; Blasen lassen sich von festem Peche auftreiben etc. —; er setzt daher die Reibung R zwischen zwei Schichten im Abstande a, bezogen auf eine Fläche F, bei einer Geschwindigkeitsdifferenz $(v' - v)$ zwischen den beiden Schichten:

$$R = \mu F \frac{v' - v}{a},$$

worin μ den Coëfficienten der inneren Reibung bedeutet.

Bei der ersten Methode zur Bestimmung von μ wurde eine Platte von Schwarzpech zwischen einer unteren, festen, kreisförmigen Metallplatte und einer oberen, auf einer

verrückbaren Stahlaxe befestigt zusammengepresst, und die Abnahme ihrer Dicke an der Drehung eines mit der Stahlaxe verbundenen Hebels mittelst Spiegelablesung beobachtet. Für die radial vorausgesetzte Geschwindigkeit u eines Theilchens in der Entfernung r von der Cylinderaxe und z von der unteren Begrenzungsfläche wurde nach den Versuchen Stefan's[1]) über scheinbare Adhäsion die Formel angenommen:

$$u = Cr(\alpha z - z^2),$$

worin α die Plattendicke zur Zeit t bezeichnet, und die Constante C sich aus der Bedingung, dass die Volumenänderung der Platte in der Zeit dt gleich dem in dieser Zeit durch den Umfang des Cylinders fliessenden Volumen ist, zu: $\frac{3\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)}{\alpha^3}$ bestimmt. Die Arbeit der Reibung an einem cylindrischen Ringe vom Halbmesser r, der Breite dr und der Höhe dz in der Zeit dt ist nach dem Verfasser:

$$2\pi\mu r \frac{d^2u}{dz^2}.dz.dr.u.dt,$$

und da diese Arbeit, über die ganze Platte genommen, gleich der Arbeit des Gewichtes Q während der Senkung $d\alpha$ in der Zeit dt ist, so folgt durch Integration und Einsetzung des Werthes von u:

$$Q = -\frac{3\pi\mu}{2} R^4 \left(\frac{d\alpha}{dt}\right) \frac{1}{\alpha^3}.$$

R ist der Halbmesser der Platte zur Zeit t. War er zu Beginn des Versuches R_0 und die Dicke der Platte a, so ist: $R^2\alpha = R_0{}^2 a$, und es ergibt sich, wenn man das Integral für t von 0 bis t Minuten ausführt:

$$\mu = \frac{8.60.Q.g}{3.\pi.R_0{}^4} \cdot \frac{1}{a^2} \frac{t}{\frac{1}{\alpha^4} - \frac{1}{a^4}}.$$

Bei der Deformation einer parallelepipedischen Schwarzpechplatte von den Seiten b und h und der Dicke a zwischen einer festen und einer sich verschiebenden Zinkplatte ist das verschiebende Gewicht Q gleich der Kraft der Reibung. Bezeichnet also s die Senkung der beweglichen Platte in t Minuten, so ergibt sich:

1) Wien. Ber. LXIX.

$$\mu = \frac{60 \,.\, Q \,.\, g \,.\, a}{b \,.\, h} \cdot \frac{t}{s} \,.$$

Drittens wurde eine cylindrische Pechscheibe vom Radius R_0 und der Dicke a zwischen zwei Metallscheiben verdreht, welche an zwei in Messinglagern ruhenden Messingaxen befestigt waren. Von den letzteren war die eine mittelst eines Stahlstiftes festgesteckt, an der anderen befand sich ein Rad vom Radius ϱ, um dessen Umfang eine mit dem drehenden Gewichte Q beschwerte Schnur gewunden war. Hier ist das Drehungsmoment der inneren Reibung der Schwarzpechplatte gleich dem Moment des drehenden Gewichtes, weniger dem Moment der auf den Hebelarm des Gewichtes reducirten Reibung F in den Lagern der Axe, die stets experimentell bestimmt wurde. Wird also an einer mit der Axe des Rades verbundenen, getheilten Kreisscheibe in t Minuten ein Torsionswinkel von w^0 beobachtet, so ist:

$$\mu = \frac{2 \,.\, 60 \,.\, 180 \,.\, a \,.\, \varrho \,.\, g}{\pi^2 \,.\, R_0^4} (Q - F) \frac{t}{w} \,.$$

Die 3 Methoden ergaben für den Reibungscoëfficienten von Schwarzpech bei verschiedenen Temperaturen ϑ die folgenden Werthe in den Einheiten: $10^6 g^1$, cm^{-1}, sec^{-1}.

ϑ	II	III
15°	126	85,4
—	98,5	103,2
Mittel:	112,3	94,3
6,5°	—	2400
6,6°	2930 2400	2196
7,3°	2120 1680	1917
7,4°	1850	1644
Mittel:	2204	2043

ϑ	I	II	III
—	—	573	—
10,0°	536 477	592	505
10,2°	530 510	—	—
Mittel:	513	583	505
12,4°	226	237 237	288
12,0°	279	265	277
Mittel:	253	246	283.

E. L.

VII. ***Francis Guthrie*** (in der Capstadt). ***Ueber den Einfluss der Temperatur auf den Durchgang der Luft durch Capillarröhren*** (Phil. Mag. (5) V. p. 433—439. 1878.).

Die experimentelle Anordnung war folgende. Aus einem Gefässe A tropft Wasser in einen Trichter b, über

dessen Rand es fortwährend überfliesst; das Rohr des Trichters geht luftdicht durch den Stopfen einer grossen Flasche V, an seinem unteren Ende hängt ein kleines Glasschälchen, das durch den Trichter mit Wasser gefüllt wird und über dessen Rand dasselbe abfliesst; es steht so die Luft in V unter constantem Drucke, sie fliesst durch zwei Chlorcalciumröhren und das in einem Paraffinbade befindliche Capillarrohr in einen graduirten Cylinder und man bestimmt die Zeit t, die zur Füllung des letzteren unter verschiedenen Bedingungen nöthig sind. Es soll:

$$t = \frac{\alpha T^2}{p_1 - p_2}\left(1 + \frac{\beta}{T(p_1 - p_2)^n}\right)$$

sein, wo T die absolute Temperatur, p_1 und p_2 der Druck vor und hinter dem Capillarrohr, α und β Constante sind. Ob die Beobachtungen sich nicht auch durch die von O. E. Meyer gegebene Formel, wenn man zugleich beachtet, dass die Reibung nicht proportional der absoluten Temperatur ist, vollständig darstellen lassen, untersucht der Verfasser nicht.

E. W.

VIII. ***Ch. Tomlinson.*** ***Bemerkungen über übersättigte Salzlösungen*** (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 523—534. 1877.).

IX. — ***Weitere Bemerkung über übersättigte Salzlösungen*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 121—125. 1878.).

X. — ***Ueber die Wirkung der Gefässwände bei der Erhaltung des übersättigten Zustandes*** (ibid. p. 189—195. 1878.).

XI. — ***Ueber die Wirkung des Ozons auf die das Krystallisiren einleitenden Substanzen*** (ibid. p. 290—291. 1878.).

In den obigen Aufsätzen untersucht der Verfasser eine Reihe von Bedingungen, die das Krystallisiren übersättigter Lösungen hervorrufen, das auch durch Oeltropfen (Paraffinöl) eingeleitet wird, ohne dass dasselbe Partikeln des Salzes enthielt. Als von sehr grossem Einfluss fand er die Richtung des Windes und den Feuchtigkeitsgehalt der Luft und erklärt daraus die mannigfachen Wider-

sprüche früherer Beobachter. Ozonirte man die Oele durch Schütteln mit ozonhaltiger Luft, so waren dieselben stets activ.

Von Interesse ist ferner, dass übersättigte Tropfen auf öligen Oberflächen leichter krystallisiren, wenn sie eine unregelmässige Gestalt haben, als wenn sie die regelmässige Linsenform besitzen.

Um nachzuweisen, dass die Cohäsion der Flüssigkeiten und deren Adhäsion an den Wänden des Gefässes von wesentlichem Einfluss ist, brachte der Verf. Lösungen derselben Substanz in verschieden gestaltete Gefässe; je grösser die freie Oberfläche caeteris paribus war, um so leichter trat die Krystallisation ein. In Glasgefässen waren beim Reiben der Wände mit einem Stabe die Resultate unsicher. Dabei wurde sorgfältig eine Einleitung der Krystallisation durch etwa an der Oberfläche durch die Verdunstung der Flüssigkeit am Stab sich bildende Krystalle (Lösung von Natriumsulfat) vermieden. Verminderte man aber die Adhäsion der Flüssigkeit an der Gefässwand durch Bestreichen derselben mit einer Lösung von Bernstein oder einem anderen Harze in Chloroform, so geht stets von der geriebenen Stelle, und von ihr allein, eine Krystallisation aus.

Aus diesen und einer grossen Zahl anderer Versuche schliesst der Verfasser, dass die Uebersättigung abhängt von der Adhäsion der Lösung an den Gefässwänden, vereint mit der Oberflächenspannung. E. W.

XII. *D. Gernez. Ueber die Wirksamkeit einer schwingenden Bewegung zum Hervorrufen der Zersetzung explosiver Stoffe und des Siedens überhitzter Lösungen* (C. R. LXXXVII. p. 1549—52. 1878.).[1]

Hat man eine übersättigte Gaslösung in einem etwa 1 m langen und 5—8 cm dicken, am einen Ende zuge-

1) Wir möchten hier auf die früheren Untersuchungen von H. Schröder Pogg. Ann. CXXXVII und Pogg. Ann. Ann. Erg. V; Lieb. Ann. CIX und CXVII, die wohl Herrn Gernez bei seinen früheren Untersuchungen über übersättigte Gas- und Salz-Lösungen entgangen sind, hinweisen. (D. Red.)

schmolzenen Glasrohr und reibt dasselbe aussen am unteren Ende mit einem feuchten Tuch, so sieht man sogleich Gasblasen aufsteigen, indem an einzelnen Stellen die Continuität der Flüssigkeit gestört wird. Ganz analog verhalten sich explosive Flüssigkeiten. Sehr gut gelingt der Versuch mit der blauen, sogenannten salpetrigen Säure, die man erhält, wenn man Untersalpetersäure in Wasser träufeln lässt. Das betreffende Glasrohr muss vorher sorgfältig gereinigt worden sein. Zur Anstellung des entsprechenden Experiments mit überhitzten Flüssigkeiten eignet sich vorzüglich das durch C. Vincent leicht zugänglich gemachte Methylchlorid, das man in ein vertikales Rohr füllt, aus dem es langsam verdunstet. Das einmal eingeleitete Sieden hört indess bald wieder auf, indem infolge der dazu verwandten Wärme die Flüssigkeit bald aufhört überhitzt zu sein. E. W.

XIII. ***F. Guthrie.*** ***Ueber Salzlösungen und gebundenes Wasser*** (Phil. Mag. (5) VI. p. 35—44. 105—115. 1878.).

Der Verf. hat seine früheren Untersuchungen (Beibl. I. p. 1) weiter fortgesetzt und gelangte zu den in folgender Tabelle zusammengestellten Resultaten; dabei enthält

BaO	0,5	0,5	565
SrO	—	0,1	1463
CaO	0,18	0,15	1116
KO (kaustisch)	19,2	—	—
K_2MnO_8	0,52	0,57	608,3
Bleiacetat	1,7	1,4	82,3
$ZnSO_4 + K_2SO_4$	1,01	1,25	167,4
K_4FeCy_6	1,61	1,7	151,6
K_3FeCy_6	3,9	3,9	unsicher
Urannitrat	4,5	4	72,83
Kaliumoxalat	6,2	6,3	17,3
NaFl	3,2	5,63	?
HgCy	0,6	0,45	174
Zinkacetat	—	5,9	23%
Unterschwefligsaures Natron	10	11	—

Citronensäure	9,3	9,2	57 ungenau
KCy	21,1	33	—
Natriumoxalat	—	1,7	—
$CdCl_2$	8,3	—	—
$NiCl_2$	10,35	—	—
Natriumnitrat	11,3	—	—
Calciumacetat	11,8	—	—
$CoCl_2$	15,35	—	—
Mg_2Cl_2	28	—	—
Natriumformiat	14,3	—	—
Tannin	1,5	—	—
Schweflige Säure	—	1,5	—
Borsäure	0,8	0,7	—
Arsenige Säure	0,3	0,5	—

die zweite Columne die niedrigste Temperatur, die das Salz als Kryogen geben kann; die dritte den Erstarrungspunkt

des Kryohydrats (die Temperaturen liegen stets unter 0°); die vierte die Zahl der im Kryohydrat mit einem Molecül Salz verbundenen Wassermolecüle.

Bei der Vergleichung der Kryohydrate von Barium, Strontium und Calcium folgt, dass hier das Calcium zwischen dem Barium und Strontium liegt, während sonst die Eigenschaften des Bariums zwischen denen des Calciums und Strontiums liegen.

Schmilzt man das Kryohydrat des Ferrocyankalium, so scheidet sich ein gelbes Salz (ein Terhydrat oder Subkryohydrat) aus, wenn man die Flüssigkeit nicht lebhaft bewegt. Bei Ferricyankalium schwankte der Wassergehalt des Kryohydrates innerhalb ziemlich weiter Grenzen.

Die Citronensäure zeigte, wie die meisten organischen Säuren, eine grosse Neigung übersättigte Lösungen zu bilden; diese Neigung geht so weit, dass man selbst aus Lösungen, die mehr Salz als das Kryohydrat enthalten, durch Abkühlen bis -17^0 Eis abscheiden kann.

Von physikalischem Interesse ist in der zweiten Abhandlung, dass aus einer Lösung von Kupfersulfat in der so sehr zähen Gallerte sich beim allmählichen Verdunsten des Wassers bohnenförmige Concretionen eines blauen Salzes $CuSO_4 + 3{,}5 . H_2O$ abscheiden. Ferner macht der Verf. noch auf die Farbenunterschiede aufmerksam, die Kobalt- und Kupfersalze in Wasser und Glycerin gelöst zeigen, ohne indess dieselben spectroskopisch zu untersuchen. E. W.

XIV. ***Barbet.*** *Ueber die Dichten der Lösungen von reinem Zucker* (C. R. LXXXVII. p. 110—112. 1878.).

Der Verfasser gibt eine Tabelle, in der er den Gehalt an Zucker und die entsprechende Dichtigkeit der Lösungen, bezogen auf Wasser von 15^0, zusammenstellt.

E. W.

XV. *E. Bourgoin. Ueber die Löslichkeitscurven der Salicylsäure und der Benzoësäure* (C. R. LXXXVII. p. 62—64. 1878.).

Die früheren Bestimmungen haben für die Löslichkeit der Salicylsäure in Wasser zu kleine Zahlen ergeben, da man die beiden Substanzen nicht lange genug mit einander in Berührung gelassen hat, was absolut nöthig ist, da das Wasser die Säure nur äusserst schwierig benetzt.

Durch graphische Interpolation ergeben sich die in einem Liter Wasser gelösten Gramme Salicylsäure bei:

0°	1,50	20°	2,70	40°	5,55	60°	12,55
5°	1,65	25°	3,25	45°	6,65	65°	15,25
10°	1,90	30°	3,90	50°	8,00	70°	19,90
15°	2,25	35°	4,65	55°	9,80	75°	25,50

Von Benzoësäure löst dieselbe Menge Wasser bei 0° 1,8g, bei 100° 22g, bei 41° ist die Löslichkeit beider Säuren gleich. Im ganzen verlaufen die Löslichkeitscurven ähnlich.

E. W.

XVI. *G. Tschermak. Die Glimmergruppe I. Theil* (Z. S. f. Krystgr. II. p. 14—50. 1878.).

Man hatte optisch einaxige Glimmer (Biotit) und zweiaxige (Muscovit, Phlogopit, Lithionglimmer) unterschieden, aber nicht geprüft, ob bei letzteren die Halbirungslinie des spitzen Axenwinkels senkrecht auf der vollkommenen Spaltung sei oder nicht; so blieb bei dem Mangel gut ausgebildeter Krystalle die Frage offen, ob die optisch zweiaxigen Glimmer rhombisch oder monoklin seien. Die chemische Untersuchung hatte gleichfalls zu keinem festen Resultate geführt. Zu einer sicheren Erkenntniss der Glimmergruppe konnte man erst gelangen, wenn physikalische und chemische Untersuchungen an denselben Stücken ausgeführt wurden. Tschermak gibt nun in vorliegender Schrift eine derartige Arbeit; die betreffenden chemischen Analysen wurden von Prof. E. Ludwig geleitet.

Alle Glimmer sind monoklin mit sehr geringer Neigung der Klinoaxe gegen die Verticalaxe.

1) Meroxen: Hierzu werden vorläufig alle am Vesuv auftretenden Magnesiaglimmer und ihnen nahe verwandte von anderen Fundpunkten gerechnet. Die vorherrschenden Krystallflächen sind Basis, Klinopinakoid und eine Hemi-Pyramide, letztere oft gestreift parallel zur Kante derselben zur Basis. Durch mehrere Pyramiden, sowie Klinodomen und Repetition der Flächen entstehen flächenreichere Individuen. Zwillinge sind sehr häufig; Zwillingsfläche ist das Prisma. Die beiden Individuen sind meist übereinander geschoben, seltener berühren sie sich seitlich; man hat rechte und linke Zwillinge zu unterscheiden, im ersteren Falle unterscheidbar an der Folge der Randflächen. Prismenwinkel $= 60^0 1' 48''$, Neigung der Axen *c* und *a* $90^0 0' 10''$. (Für die Details vergleiche das Original.)

Von den Trennungsflächen der Schlagfigur ist die eine parallel der Symmetrieebene, die beiden anderen mehreren Pyramidenflächen, namentlich der Grundpyramide. Die durch Knickung hervorgerufenen Linien stehen auf den Schlaglinien nahezu senkrecht, die Lage der betreffenden Gleitflächen ist jedoch wegen faseriger Beschaffenheit schwer zu bestimmen.

Die Abweichung der optischen Mittellinie von der Basis-Normalen wurde zuerst von Hintze erkannt. Tschermak gibt folgende Werthe:

Glimmer v. Vesuv.	Axenwinkel und Abweichung für:		
	rothes Glas.	Na-Flamme.	Tl-Flamme.
Gelber	$6^0 16'$ u. $-32'$	$6^0 24'$ u. $-32'$	
Brauner . . .	$7^0 59'$ u. $43'$	$8^0 10'$ u. $43'$	$9^0 24'$ u. $42'$
Tiefbrauner . .	—	$7^0 51'$ u. $7'$	$8^0 18'$ u. $3'$
			für grünes Glas
Dunkelgrüner .	$12^0 22'$ u. $-31'$	$12^0 48'$ u. $-27'$	$13^0 18'$ u. $-30'$

Die optischen Axen bleiben immer in der Symmetrieebene, der Axenwinkel variirt bedeutend, die Mittellinie fällt oben bald vor, bald hinter (Werthe mit Minuszeichen) die Normale auf der Basis.

Der Meroxen von Morawitza, aufgebaut aus lichter

oder dunkler grünen Schichten zeigt im rothen Lichte Axenwinkelwerthe zwischen 0^0 und 4^0, tiefbrauner Meroxen von Tschebarkul in Sibirien gab 20^0 für gelb. Es ergibt sich, dass beim Meroxen der negative Axenwinkel sich mit der Zunahme des Eisenoxydulgehaltes vergrössert.

Der Pleochroismus der Meroxene ist sehr stark; die Basisfarbe ist gelb, grün, braun; die Säulenzonenfarbe meist heller, und zwar gelb, roth oder rothbraun. Die Axenfarben sind nicht bei allen Meroxenen gleichwerthig, bald hat ą die hellere, bald die dunklere Farbe, was auf specifische Unterschiede bei den Vesuvglimmern hinweist. $\varrho < v$.

2) Lepidomelan von Persberg: Axenwinkel 4—8^0.

3) Anomit nennt Tschermak diejenigen selten vorkommenden Magnesiaglimmer, deren Axenebene senkrecht gegen die Symmetrieebene steht; sie sind auch chemisch von den vorigen unterschieden. Die Krystallform zeigt Uebereinstimmung mit der des Meroxen.

Der scheinbare Axenwinkel des Anomit von Greenwood, Furnace, Monroe ist für rothes Glas $12^0 55'$, Na-Flamme $12^0 40'$, grünes Glas $12^0 25'$; die Abweichung der Mittellinie von der Basisnormalen $-42'$, $-35'$.

Pleochroismus wie beim Meroxen. $\varrho > v$.

4) Phlogopit, durch Fl-Gehalt charakterisirter Magnesiaglimmer, scheint Form und Spaltungsverhältnissen nach mit dem Meroxen völlig übereinzustimmen. Die Ebene der optischen Axen ist gleichfalls parallel der Symmetrieebene, der Axenwinkel variirt für Roth zwischen 0^0 und $17^0 25'$ und hat oft an verschiedenen Stellen desselben Krystalls verschiedene Werthe. —. Die Abweichung der Mittellinie beträgt im Phlogopit von Natural Bridge, Jefferson Ctg. für rothes Licht $-1^0 19'$, im Phlogopit von Burgess, Canada W. für rothes Licht $-24'$, für grünes Licht $-9'$. — Die Phlogopite sind weniger dunkel als die Meroxene; ą ist immer der hellste Farbenton, meist ist , > ç > ą. $\varrho < v$.

Manche Phlogopite sind ausgezeichnet durch ihren Asterismus, den G. Rose auf interponirte Blättchen eines Biotites zurückführt. Im Phlogopit von Perth-Amboy,

Canada W. fand Tschermak gleichfalls feine Nadeln und Leistchen in drei unter 60° sich schneidenden Richtungen eingelagert; sie erzeugen den sechsstrahligen Hauptstern: lange, schmale Nadeln, senkrecht gegen die ersteren angeordnet, erzeugen den schwächern, secundären Stern, dessen Streifen die Winkel des Hauptsterns halbiren. Die Endigung der Leistchen widerspricht direct der Deutung derselben als Biotit, jedoch vermochte Tschermak ihre Natur nicht genauer zu bestimmen. Ihre bläuliche, grüne, gelbe oder röthliche Farbe dürfte bei ihrer enormen Dünne als Interferenzerscheinung zu deuten sein.

5) Zinnwaldit (eisenreicher Lithionglimmer) ist gleichfalls der Form nach dem Meroxen ähnlich; Zwillinge mit Aufeinanderlagerung sind häufig. Fältelung der Krystallblättchen und fächerförmige Gruppirung derselben ist für den Zinnwaldit charakteristisch. Die Ebene der optischen Axen ist parallel der Symmetrieebene, der Winkel der optischen Axen meist ein ziemlich grosser, für Roth 50° 36′ (Zinnwald) bis 65° 28′ (?, Sibirien). Die Abweichung der Mittellinie bei ersterem ist für Roth −1° 18′, Na-Flamme −1° 4′, Tl-Flamme −0° 57′. Der Pleochroismus ist schwach. $\varrho > v$.

6) Muscovit: Die einfachen Krystalle vom Abühl im Sulzbachthal und von Rothenkopf im Zillerthal zeigen deutlich monokline Symmetrie. Zwillinge wie beim Meroxen. Die einzelnen Formen weichen jedoch zum Theil etwas ab, so dass es mit Meroxen isomorphe und nicht isomorphe Muscovite gibt. Die Gleitflächen und Schlaglinien haben die gewöhnliche Anordnung. — Die Ebene der optischen Axen steht nach Tschermak immer senkrecht auf der Symmetrieebene, der Winkel der optischen Axen aber schwankt bekanntlich innerhalb ziemlich weiter Grenzen. Die scheinbare Abweichung der Mittellinie von der Basis-Normalen ergab sich für den Muscovit vom Abühl −1° 44′, aus Bengalen −1° 41′, aus Ostindien −0° 30′ für Na-Flamme. Dicke Krystalle zeigen c̦ > b̦ > a̦. $\varrho > v$.

7) Paragonit: Axenwinkel circa 70°, $\varrho > v$.

8) Lepidolith von Haddam, Connecticut, Axenwinkel

77°10′ für Roth, 76°51′ für Na-Flamme, 76°34′, für Grün. $\varrho > v$.

9) Margarit von Pfitsch in Tirol, ist seinen Formen nach dem Meroxen sehr ähnlich. Unter allen Mineralien zeigt er die stärkste Abweichung der Mittellinie von der Basis-Normalen, so dass schon im Nörremberg'schen Apparate eine Divergenz erkennbar ist. Tschermak fand die wahre Abweichung 6°27′. Der Axenwinkel ist für Na-Flamme = 120°. $\varrho < v$. E. K.

XVII. *A. v. Lasaulx. Ueber das optische Verhalten und die Krystallform des Tridymites* (Z. S. f. Krystgr. II. p. 253—274. 1878.).

Der Tridymit wurde von seinem Entdecker G. vom Rath als optisch einaxig und hexagonal beschrieben. A. v. Lasaulx untersuchte zahlreiche Tridymite mit dem gewöhnlichen Polarisations-Mikroskop, zum Theil indem dieses durch Weglassung des Oculares für die Prüfung im convergenten Lichte geeignet gemacht wurde.

Die einfachen Tafeln von Tridymit sind als klare und getrübte zu unterscheiden; die Trübung der letzteren wird bewirkt durch eine Menge von Poren. — Die klaren Täfelchen zeigen eine mehr oder weniger vielfältige Zusammensetzung aus optisch verschieden orientirten Theilen. Durch Vergleich mit Glimmerblättchen berechnete v. Lasaulx aus der Distanz der Hyberbelarme den scheinbaren Axenwinkel zu 65—70°. Aus der Lage der Hyperbeln folgt ferner, dass die Ebene der optischen Axen nur um ein geringes von der Normalen zur Basis abweicht, wie das auch die Lage des dritten Hauptschnittes ergibt. Die Ebene der optischen Axen liegt keiner Fläche der Säulenzone (der vermeintlichen hexagonalen Tafel) genau parallel. Aus der Orientirung der Auslöschungsrichtungen der verschiedenen Theile gegen einander und gegen die Krystallkanten, findet v. Lasaulx, dass drei trikline Tafeln mit einem Säulenwinkel gleich nahe 60° so verzwillingt sind, dass die Prismenfläche Zwillingsebene ist; dann aber ist

noch ein zweiter Drilling so mit dem ersteren in der Ebene verwachsen, dass er sich gegen den ersteren in einer um 30^0 verwendeten Stellung befindet.

Die getrübten Tridymit-Tafeln, oft mit klaren Partien verwachsen, zeigen eine andere Orientirung der Auslöschungsrichtung und lassen sich deuten als Theile von Individuen, welche gegen die klaren diejenige Stellung haben, welche durch vom Rath's erstes Zwillingsgesetz (Zwillingsebene eine Fläche von $^1/_6$ *P* für die hexagonale Tafel) gegeben ist. Dadurch ist denn auch das getrübte Aussehen zu erklären, indem alle Poren parallel der Basis ausgedehnt sind und deshalb im tiefen Schnitt stärker hervortreten, als in den krystallographisch horizontal liegenden Blättchen.

Die beiden Hauptbrechungsquotienten $\alpha = 1{,}4107$ und $\beta = 1{,}4285$ bestimmte v. Lasaulx nach der zuerst vom Herzog de Chaulnes 1767 angegebenen Methode, nach welcher $n = \frac{d}{d - v}$ ist, wo d die Dicke des Blättchens und v die Verschiebung des Tubus bezeichnet, welche nöthig ist, um ein Object, auf welches scharf eingestellt war, durch das zu untersuchende Blättchen hindurch wiederum ganz scharf zu sehen.

Wahrscheinlich ist auch der von Story-Maskelyne als rhombisch angegebene Asmanit triklin, somit die krystallisirte Kieselsäure nur dimorph. E. K.

XVIII. ***Alfred M. Mayer.*** ***Edison's Sprechmaschine*** (Nature XVII. p. 469—471. 1878.).

XIX. ***P. Frazer.*** ***Untersuchung der Phonogramme unter dem Mikroskop*** (ib. XVIII. p. 101—102. 1878.).

XX. ***Schneebeli.*** ***Versuche mit dem Phonograph*** (Separatabz. Neuchatel. Apr. 1878.).

XXI. ***Alex. J. Ellis.*** ***Der Phonograph*** (Nature XVII. p. 482—486. 1878.).

XXII. ***Flemming Jenkin und J. A. Ewing.*** ***Der Phonograph und die Theorie der Vocale*** (ib. XVII. p. 384 u. p. 423. u. XVIII. p. 167—169.).

XXIII. ***Chas. R. Cross.*** ***Helmholtz' Vocaltheorie und der Phonograph*** (ib. XVIII. p. 93—94.).

XXIV. ***Th. Edison.*** ***Der Phonograph und seine Zukunft*** (ib. XVIII. p. 116—117 nach the North Amer. Rev.).

Wie das Telephon, so gehört auch der fast gleichzeitig von Thomas A. Edison erfundene Phonograph zu den einfachsten Apparaten, und kaum bedarf es der von Alfr. M. Mayer a. a. O. gegebenen Abbildung, um sein Princip und seinen Mechanismus zu erklären.

Eine drehbare und bei der Drehung in ihrer Axe (mittelst Schraubengang in dem einen Axenlager) verschiebbare Walze, auf welcher eine der Verschiebung entsprechende Spiralfurche eingedreht ist, sowie ferner ein dem Mundstück eines Telephons ähnlich gebildeter Theil sind die Hauptstücke des Apparates. Wie beim Telephon spricht man auch hier durch einen kurzen Schalltrichter (am besten aus Kautschuk oder damit ausgefüttert) gegen eine (etwa $^1/_4$ mm dicke) Eisenplatte (von etwa 50 mm Durchmesser). Die Unterseite dieser Platte drückt gegen zwei kurze Stückchen Kautschukrohr, welche ihrerseits durch eine kleine, an der Fassung befestigte Feder wieder gegen die Platte gepresst werden. Das Ende dieser Feder liegt unter der Mitte der Platte und trägt einen kleinen abgerundeten Stift. Beim Hineinsprechen in das Mundstück wird die Platte in Vibration und dadurch der Stift in entsprechende Bewegung gesetzt. Dies Mundstück wird nun in einer festen Lage der Walze gegenüber angebracht, nachdem man dieselbe mit einem Blatte von dünner, unelastischer Metallfolie[1]) überzogen hat. Das Ende des Stiftes muss dabei mit einem gewissen Druck (durch Verstellung des Mundstückes mittelst Schraube regulirbar) über der Vertiefung einer Furche gegen die Walze sich anlehnen.

Wird nun in den Apparat hineingesprochen und gleichzeitig die Walze gedreht, so prägt der Stift, indem die Furche unter ihm weiter gleitet, der Metallfolie successive seine Schwingungen ein. Ist die Rede beendet, welche

1) Z. B. Zinnfolie, den Quadratdecimeter zu 6 g. D. Ref.

man phonographiren wollte, so ist, um sie zu reproduciren, zunächst nöthig, die Walze während einer zeitweiligen Entfernung des Mundstückes in ihre anfängliche Lage zurückzubringen. Ist darauf das Mundstück wieder restituirt und zum besseren Verständniss demselben noch ein grösserer Schalltrichter aufgesetzt, so braucht man nur die Walze in demselben Sinne und mit derselben Geschwindigkeit wie zuvor zu drehen, um die Rede — allerdings in weit schwächerem und insgemein etwas näselndem Tone — von neuem zu hören. Indem das Ende des Stiftes in die zuvor gemachten Vertiefungen gleitet, macht nämlich die Platte die analogen Schwingungen wie zuvor.

Es ist klar, dass sich eine Rede auf diese Weise wiederholt reproduciren lässt. Ist die Geschwindigkeit der Drehung eine andere als zuvor, so wird die Tonhöhe der Rede verändert; und ist sie ungleichmässig, so wird, falls ein Lied hineingesungen war, dasselbe unrein wieder zum Vorschein kommen. Um diese Geschwindigkeit bei einer Drehung mit der Hand besser reguliren zu können, hat Edison auf der Axe der Walze ausserdem noch ein Schwungrad befestigt. Eine grössere Regelmässigkeit erreicht man, wenn man die Walze durch ein Uhrwerk mit constanter Geschwindigkeit in Bewegung setzt.

Für die Deutlichkeit der Sprache und die gute Reproduction der höheren Töne ist es wesentlich, an dem kleinen Schalltrichter die glatten Flächen und Kanten zu vermeiden und den Schallreflexionen vorzubeugen; daher derselbe aus Kautschuk gemacht wird. Auch empfiehlt Edison, das Mundstück mit einem Stück Zeug zu bedecken, wodurch die von dem Gleiten des Stifts auf der Staniolfläche herrührenden, schnarrenden Töne mehr unterdrückt werden sollen.

Die Eindrücke des Stiftes, die von einem Tone auf der Metallfolie hervorgebracht werden, stellen sich der oberflächlichen Betrachtung als eine Reihe aufeinander folgender Punkte dar.[1]) Giesst man jedoch auf die Folie

---

1) Diese Eindrücke sind für die verschiedenen Vocale von P. Frazer mit dem Mikroskop untersucht und die Formen, unter denen sie erscheinen, a. a. O. abgebildet.

eine in der Wärme leichtflüssige Substanz und schneidet nachher senkrecht zur Folie die Furchenlinie längs ihrer Mitte durch, so bekommt man ein Profil, welches, durch eine Loupe betrachtet, an die König'schen Flammenlinien im rotirenden Spiegel erinnert. Indem Alfr. M. Mayer das Profil der Eindrücke von der Folie durch einen Hebel auf eine geschwärzte Platte übertrug und damit die König'schen Flammenbilder verglich, wenn man denselben Ton dicht vor der schwingenden Membran erregte (bei grösserer und verschiedener Entfernung wurde die Figur etwas anders, weil die Obertöne nach Mayer mit anderen Phasen in Bezug zum Hauptton auf die Membran trafen), fand sich eine vollkommene Uebereinstimmung der Wellenberge und -Thäler.

Schneebeli hat, durch das Telephon und die Edison'sche Erfindung angeregt, einen Apparat für directe graphische Darstellung der Membranschwingungen construirt und abgebildet. An der Unterseite eines Mundstückes befindet sich statt des Eisenblechs eine Pergamenthaut, in deren Mitte eine (zur Vermeidung von eigenen Schwingungen) gefaltete Stahllamelle, die in eine Spitze ausläuft, befestigt ist. In $^1/_5$ ihrer Länge von dieser Befestigung entfernt, ist sie mit einer kleinen, im Bogen zur Seite abgehenden Stahlfeder verbunden. Das Ende der letzteren wird durch einen an der Fassung des Mundstücks befestigten, massiven Messingarm gehalten. Auf diese Weise schwingt die Spitze der Lamelle nahe parallel der Platte mit etwa 5mal so grosser Amplitude als letztere. Verschiebt man vor ihr eine berusste Glasplatte, oder lässt einen phonautographischen Cylinder vor ihr rotiren, so erhält man significante Wellencurven, von denen die Abbildung für verschiedene Vocale beigefügt ist. Schneebeli sieht die Helmholtz'sche Theorie bestätigt und hat die Veränderungen, welche Alfr. Mayer bei verschiedenen Entfernungen der Schallquelle gefunden, nur in geringem Grade beobachtet.

Ellis bespricht die verschiedene Deutlichkeit, mit welcher der Phonograph die verschiedenen Vocale und

Consonanten wiedergibt. So wird z.B. das *s* meist schlecht oder gar nicht wiedergegeben.

Jenkin und Ewing machen auf den eigenthümlichen Effect des Phonographen aufmerksam, wenn man ihn in verkehrter Richtung dreht; er gibt dann die Wörter und Buchstaben in umgekehrter Ordnung wieder. Die Buchstaben behalten dabei ihren Charakter.

Während die Verfasser die Constanz der Vocale bei verschiedener Drehungsgeschwindigkeit des Phonographen als im Widerspruch mit der Helmholtz'schen Vocaltheorie anführen, bestreitet Chas. R. Cross das Factum dieser Constanz. Indem jene dagegen auf die subjectiven Schwierigkeiten einer genauen und scharfen Unterscheidung der Vocale für verschiedene Tonhöhen hinweisen, verbreiten sie sich ausführlicher über die Helmholtz'sche Theorie. Sie ziehen ihren früheren Einwand gegen dieselbe bedingungsweise zurück, indem sie meinen, dass Helmholtz sich nicht deutlich genug ausgedrückt habe.

Schliesslich sei hier noch der weitgehenden Hoffnungen gedacht, welche der Erfinder Edison für die praktische Anwendung des Instrumentes hegt. Unter anderem schlägt er eine solche Modification des Apparates vor, dass die phonographische Spirallinie nicht auf einem Cylinder, sondern auf einer Fläche verzeichnet wird. Die einfachere Reproduction und die leichtere Versendbarkeit der Phonogramme leuchtet ein, besonders wenn man berücksichtigt, dass nach Edison's Berechnung ca. 40000 Worte auf einer Metallfolie von 10 Quadratzoll Platz finden können.

W. F.

XXV. ***Preyer.*** *Ueber die Theorie der musikalischen Consonanz* (Separatabz. aus d. Sitzungsber. d. Jenaischen Ges. für Med. u. Naturw. p. 1—5, 1878.).

XXVI. — *Ueber Combinationstöne* (Ebendort p. 1—4. 1878.).

Der Verfasser sucht auf experimentellem Wege eine weitere Stütze der Helmholz'schen Theorie für die Ursache eines Wohlklanges. Jene Theorie sieht die Ursache für den

Wohlklang zweier Töne in dem Zusammenklingen ihrer Partialtöne, derart, dass zwei Töne eine Consonanz bilden, wenn die Schwebungen sämmtlicher hörbarer Partialtöne, paarweis genommen, so zahlreich sind, dass das Ohr keine Rauhigkeiten, keine einzelnen Intermittenzen empfindet. Sind wahrnehmbare Schwebungen vorhanden, welche sich als Anschwellungen der Tonstärke erkennen lassen, so empfinden wir eine Dissonanz.

Ist diese Theorie richtig, so müssen zwei einfache Töne, welche der Obertöne entbehren (wie wir sie bei richtigem schwachen Anstreichen von Stimmgabeln annähernd herstellen können), auch dann eine Consonanz geben, wenn sie in einem nach gewöhnlichem Sprachgebrauche disharmonischen Verhältnisse stehen. Vorausgesetzt ist dabei natürlich, dass die Töne einander selbst nicht zu nahe liegen. Verfasser liess sich zu diesem Zwecke 11 Stimmgabeln von 1000 bis 2000 Doppelschwingungen mit einem jedesmaligen Intervalle von 100 Doppelschwingungen construiren. Die Differenz von 100 Doppelschwingungen war klein genug, um noch als Rauhigkeit, d. h. als eine wirkliche unmittelbare Dissonanz empfunden zu werden, zugleich aber gross genug, um bei starkem Anstreichen auch noch den Differenzton von 100 Doppelschwingungen hören zu lassen.

Indem der Verfasser verschiedene Personen ihr Urtheil in Bezug auf den Eindruck der Consonanz oder Dissonanz zweier Töne solcher Stimmgabeln abgeben liess, kam er zu dem Ergebnisse, dass auch bei dissonirendem Intervalle zweier Töne (z. B. 10:13, 10:17, 10:19, 11:13 etc.) in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle eine Consonanz empfunden wird, wenn die Obertöne fehlen.

Um die Natur der Dissonanz und Consonanz als Rauhigkeit und Glätte objectiv anschaulich zu machen, befestigte der Verfasser Schalen mit Quecksilber auf der Windlade eines Zungenpfeifenapparates. Die Quecksilberoberfläche zeigt dann mit zunehmender Tonhöhe immer zahlreichere concentrische Ringe, wobei sich langsame Schwebungen durch Pulsationen, schnellere (Disso-

nanzen) durch Flimmern und Wogen kundgeben, während Consonanzen sich an der Beständigkeit des Bildes erkennen lassen.

Sind, wie der Verfasser in der zweiten Mittheilung ausführt, Obertöne vorhanden, so genügt schon die Betrachtung des ersten derselben, um zu zeigen, dass, je einfacher die Schwingungsverhältnisse der Grundtöne sind, desto mehr diejenigen Combinationen, welche als Differenztöne der beiden Paar Grund- und Obertöne untereinander auftreten, zusammenfallen. Aus zwei Grundtönen mit je einem Obertone bilden sich im ungünstigsten Falle dreizehn verschiedene Differenztöne, welche zu fühlbaren Schwebungen oder Rauhigkeiten Veranlassung geben können, während die Differenztöne im günstigsten Falle sich durch Coïncidenz auf vier[1]) einfache Verhältnisse reduciren.

Bei dieser Gelegeheit erwähnt der Verfasser, von Hrn. G. Appun in Hanau darauf aufmerksam gemacht, dass die Helmholtz'schen Summationstöne sich auch als Differenztöne höherer Ordnung auffassen lassen. W. F.

XXVII. *K. Vierordt. Messung der Schallstärke* (Zeitschr. f. Biologie 1878. p. 300—304.).

Der Verfasser beweist auf experimentellem Wege die Unrichtigkeit der Fechner'schen Annahme, dass die Stärke des Schalles, welchen ein auf eine passende Unterlage fallender Körper hervorbringt, unter sonst gleichen Umständen der lebendigen Kraft desselben im Momente des Aufschlagens proportional sei. Er bestätigt vielmehr die 1853 veröffentlichten Resultate von Schafhäutl, indem er sich eines ähnlichen Apparates wie dieser bedient. Bleikugeln von verschiedener Grösse[2]) fielen aus verschiedener Höhe auf eine 382 qcm grosse Zinnplatte.

---

1) Im Original scheint aus Versehen für die Zahl der Differenztöne bei der Octave 3 angegeben zu sein. d. Ref.

2) Schrotkörner werden auf beliebige Kleinheit gebracht, indem man sie in salpetersäurehaltigem Wasser schüttelt.

Indem die Höhen gesucht wurden, für welche man einen Schall von gleicher Stärke wahrnahm, ergab sich, dass die Schallstärke zwar weder der lebendigen Kraft ($m\,v^2$) noch dem Bewegungsmomente ($m\,v$) genau proportional ist, sondern einem dazwischen liegenden Werthe entspricht, jedoch mit grösserer Annäherung der letzten Grösse proportional gesetzt werden kann. W. F.

XXVIII. *J. Puluj. Ein Versuch über die Resonanz* (Carl Rep. XIV. p. 183—184. 1878.).

Um einem grösseren Auditorium das Mittönen einer Stimmgabel, wenn eine mit ihr gleichgestimmte angestrichen wird, zu zeigen, hängt er vor die Zinken derselben eine dünnwandige Glaskugel an einen so langen Faden, dass sie isochron mit den Gabeln schwingt, (analoge Anordnungen hat schon Tyndall benutzt). Ihre Schwingungen werden sehr beträchtlich. Die Uebertragung der Schallwellen an die zweite Stimmgabel und an die Glaskugel vergleicht der Verfasser mit der Uebertragung der Aetherbewegungen an die Radiometerflügel und von diesen an die Luftmolecüle.

Ein in einem Nachtrage beschriebenes Signalapparat für das Telephon ist ganz ähnlich schon von anderen (Siemens, Töpler, Weinhold) angegeben worden.

E. W.

XXIX. *J. G. M. Kendrick. Laboratorium. Notizen über den Phonograph* (Nat. XVIII. p. 240—241. 1878.).

Setzt man das Hughes'sche Mikrophon auf die Membran des Phonograph, so erhält man im Telephon sehr deutliche Töne.

Als Membran für den Phonograph empfiehlt der Verfasser die Marey'schen Trommeln. E. W.

XXX. *E. J. Mills. Notiz über Untersuchungen in der Thermometrie.* (Phil. Mag. [5] VI. p. 62—63. 1878.).

Werden alte Thermometer in heisses Wasser getaucht, so sinkt ihr Nullpunkt. Nach zwei bis drei Jahren erlangt er bei der Lufttemperatur seine alte Lage wieder, um die er etwas, je nach den Jahreszeiten schwankt. Ist x die Zeit in Monaten, y die überbleibende Depression, $A + B$ die ganze Depression, so ist $y = A\alpha^x + B\beta^x$. $A\alpha$ hängt vom Durchmesser, $B\beta$ von der Länge des Thermometer-Quecksilbergefässes ab. Ist dasselbe kugelförmig, so ist A sehr nahe gleich B.

Wendet man andere Temperaturen als die des siedenden Wassers an, so enthält die Gleichung für y andere Constanten, aber dieselbe Form. Erhitzt man höher als 100°, so steigt der Nullpunkt. Bei verschiedenen Bleiglasthermometern zeigte sich dies zwischen 120—150°, der Nullpunkt stieg um 8°. Etwa noch 100° höher beginnt der Nullpunkt wieder zu sinken, wohl infolge der aus dem Quecksilber sich entwickelnden Dämpfe. Vergleichungen zwischen Quecksilber- und Luftthermometern zeigten, dass ihre Hauptabweichung bei 33°, ohne Poggendorff's Correction bei 50° liegt. Statt einer Glaskugel empfiehlt der Verfasser für das Luftthermometer eine Glasschnecke, um Strömungen zu vermeiden. Bis zu 140 Atmosphären soll die Wirkung eines äusseren Druckes proportional demselben sein.

E. W.

XXXI. *W. Garnett. Leidenfrost's Phänomen* (Nat. XVII. p. 466. 1878.).

Bei der Untersuchung der von einem Wassertropfen in einem glühenden Platintiegel gebildeten Rosette erschien die Begrenzungslinie nicht continuirlich, wie sie meist abgebildet ist, sondern mit einspringenden Winkeln versehen. Bei Anwendung electrischer Funken zeigte sich, dass die betreffende Form aus der Uebereinanderlagerung zweier Grenzgestalten, zwischen denen der Tropfen hin- und heroscillirt, mit continuirlichen Begrenzungen entstand.

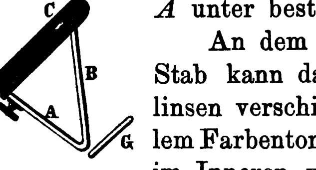
Von der Grösse der Tropfen hing die Zahl der einspringenden Winkel, also die Zahl der Ausbauchungen bei den einfachen Formen, ab. E. W.

XXXII. *Ueber chinesische Spiegel.*

In Betreff der früher referirten Aufsätze von Atkinson, Darbishire, Thompson, Parnell und Masse theilen wir mit, dass dieselben Erscheinungen schon weit früher von Stan. Julien C. R. XXIV. p. 999. 1847; Séguier ibid. p. 1001; Person ibid. p. 1110 und von Maillard C. R. XXXVII. p. 118—180. 1853 untersucht und erklärt worden sind. E. W.

XXXIII. ***J. G. Hofmann.*** *Eine neue Camera lucida* (Nat. XVIII. p. 312. 1878.).

Die Figur zeigt den Durchschnitt der optischen Bestandtheile: *A* ist eine vollkommen ebene, spiegelnde Fläche, *B* ein planparalleles Glasblättchen, das zu *A* unter bestimmtem Winkel geneigt steht.



An dem den optischen Theil tragenden Stab kann das Glasplättchen *G*, auch Glaslinsen verschiedener Brennweite, mit neutralem Farbentone eingeschaltet werden, um auch im Inneren von Gebäuden die Gegenstände leicht aufnehmen zu können und die Anwendung weissen Papieres zu ermöglichen. Im Freien wird auch das allzu starke Licht dadurch geschwächt.

Das planparallele Glasplättchen *B* lässt einen Theil der von dem zu zeichnenden Gegenstande kommenden Strahlen durchgehen, so dass die Spitze der Bleifeder gleichzeitig auf dem Papiere, am Rande des Bildes zu sehen ist. E. W.

XXXIV. ***A. S. Herschel.*** *Eine neue Skale für Taschenspectroskope* (Nat. XVIII. p. 300—301. 1878.).

An Stelle des Spaltes des Spectroskopes wird ein kleines Metallblättchen gesetzt, in das etwas excentrisch

ein verticaler Schlitz und auf einer zu ihm geneigten Linie eine Reihe von 20 Löchern und zwar 5 zu seiner Linken 15 zu seiner Rechten eingeschnitten sind. Betrachtet man dann einen leuchtenden Körper und zugleich etwa eine Natriumflamme, so wird über das von dem Spalt entworfene Spectrum sich noch eine Reihe heller gelber Punkte, die von den einzelnen Löchern geliefert werden, lagern. Aus der Lage dieser einzelnen Punkte gegen die im Spectrum auftretenden hellen oder dunkeln Linien kann man nach vorheriger Graduirung der Scala die Wellenlänge derselben schätzen. E. W.

XXXV. ***H. Hartshorne.*** *Ueber die theoretische Erklärung Fraunhofer'scher Linien* (Mondes XLV. p. 517—522. 1877. Aus Journ. Frankl. Inst.).

Die vorliegende Arbeit enthält allgemeine Betrachtungen über das Phänomen der Umkehrung der hellen Linien, des von Draper jun. entdeckten, verschiedenen optischen Verhaltens der nichtmetallischen Elemente der Sonnenatmosphäre, über die Absorption u, a. m.

Der Verfasser legt Werth darauf, die Absorption, den Antagonismus in der Wirkung spectraler und ultrarother Strahlen auf chemisch empfindliche Substanzen, die verschiedene Färbung der Schatten, welche gleichzeitig etwa vom Monde und einer Kerze geworfen werden, sowie die eigentlichen Interferenzphänomene unter dem Namen „Interferenz“ zusammenzufassen, wonach auch die Fraunhoferschen Linien als Interferenzen zu bezeichnen wären.

Zn.

XXXVI. ***R. Meldola.*** *Ueber die hellen Sauerstofflinien im Sonnenspectrum* (Phil. Mag. (5) VI. p. 50—61. 1878.).

Zur Erklärung des Umstandes, dass nach Draper's Entdeckung der Sauerstoff im Gegensatze zu Wasserstoff und anderen metallischen Elementen helle Linien im Sonnenspectrum erzeugt, weist der Verfasser auf die Existenz einer Zone ausserhalb der Chromosphäre hin, deren Tem-

peratur niedrig genug ist, um die in den heisseren, tieferen Schichten dissociirten Gase (wie Sauerstoff und Wasserstoff) wieder verbinden, damit aber wieder gesteigerte Temperatur und Lichtemission erzeugen zu lassen.

Das von der Photosphäre ausgehende Licht wurde dann in der „umkehrenden Schicht" der electiven Absorption unterworfen, welche die dunkeln Fraunhofer'schen Linien gibt, so dass, unmittelbar nach Austritt aus dieser Schicht untersucht, der Sauerstoff dunkle Linien, aber von geringerer Deutlichkeit wie der Wasserstoff und andere metallische Elemente, zeigen würde. Nach Durchgang durch die Chromosphäre tritt das Licht in die Verbrennungsschicht ein, in deren gesteigerter Glühintensität die dunklen Sauerstofflinien zu hellen, umgekehrt die des Wasserstoffes nur weniger dunkel werden; indem auf dem Wege bis zu dieser Schicht wahrscheinlich die Strahlung der Photosphäre durch Absorption und Abschwächung durch die Distanz sehr vermindert ist.

Referent kann diese Schlüsse nicht als bündig anerkennen, muss aber bemerken, dass Hrn. Meldola's Arbeit viel interessantes Detail enthält, hinsichtlich dessen auf das Original zu verweisen ist. Zn.

XXXVII. *Krakau. Ueber Styrol* (Chem. Ber. XI. p. 1259—1260. 1878.).

Drehungsvermögen (—6,8°; —5,6°; —3,8°; —0,6°), sowie specifisches Gewicht (bei 0° 0,912; 0,911; 0,915; 0,926) ist bei dem aus verschiedenen Storaxsorten durch Destillation mit Wasser erhaltenen Styrol verschieden, und das specifische Gewicht des Cynnamols ist 0,925. Im Laufe eines Jahres erhielt das Drehungsvermögen verschiedener Styrolportionen keine Abnahme, wohl aber das specifische Gewicht und zwar eine um so grössere, je geringer ihr Drehungsvermögen. Es bildet sich Metastyrol. Bei der Destillation von dem um —5,6° drehenden Styrol nimmt das Drehungsvermögen bis 7,2° zu, das specifische Gewicht ab. All diese Erscheinungen bestätigen den Schluss von

Van't Hoff, dass das rohe Styrol ein Gemenge ist. Ob chemisch reines Styrol activ ist, bleibt noch zu entscheiden.

E. W.

XXXVIII. ***Websky.*** *Ueber die Lichtreflexe schmaler Krystallflächen.* (Berl. Monatsber. p. 132—144. 1878.).

Der Verfasser macht darauf aufmerksam, dass es bei der Messung der Winkel zwischen schmalen Krystallflächen mittelst des Reflexionsgoniometers weit zweckmässiger ist, eine Lichtlinie als ein Fadenkreuz reflectiren zu lassen. Schmale, von parallelen Linien begrenzte, reflectirende Flächen verhalten sich ja gegen das reflectirte Licht wie ein schmaler Spalt gegen das durchgehende, sodass Beugungserscheinungen auftreten, die das reflectirte Bild des Fadenkreuzes ganz verdecken, deren hellste Stelle bei Anwendung eines Spaltes, der sich durch die Diffraction verbreitert, aber stets leicht zu erkennen ist. Die Abstände der einzelnen auftretenden, Interferenzsteifen und ihre Lagenänderung bei Drehungen der reflectirenden Fläche, ergaben sich unmittelbar aus der gewöhnlichen Diffractionstheorie. E. W.

XXXIX. ***Mascart.*** *Ueber die Theorie der Fortpflanzung der Electricität in Leitern* (C. R. LXXXVI. p. 965—968. 1878.).

XL. ***Cornu.*** *Ueber die Anwendung der Formeln für die Wärmeleitung von Fourier auf die Fortpflanzung der Electricität* (ibid. p. 1120—23. 1878.).

Das Wesentliche des Inhalts dieser Notizen ist bereits in Wied. Galv. (2) I. § 138 u. flgde. nach den Untersuchungen von Ohm, Thomson u. A. besprochen.

G. W.

XLI. ***V. Neyreneuf. Ueber das specifische Inductionsvermögen*** (C. R. LXXXV. p. 547—548. 1877.).

XLII. — ***Ueber eine neue dielectrische Constante*** (C. R. LXXXVI. p. 1542—43. 1878.).

Zwei ganz gleiche, mit gleichen Funkenmikrometern verbundene Condensatoren sind mit ihren einen Belegungen mit einem der Leiter der Holtz'schen Maschine, mit den anderen mit der Erde verbunden. Der eine wird mit einer Glasplatte von 1,32 mm Dicke, der andere mit verschiedenen anderen Platten versehen. Die Zahl der Entladungen in den Funkenmikrometern misst die Quantitäten der übergegangenen Electricitäten in jedem der Condensatoren. Während der Zeit zwischen zwei Funken des unveränderlichen Condensators ist für Platten von gleichem Stoff (Glasplatten von 2,15; 3,02; 3,75; 5,22 mm Dicke) im anderen Condensator die Zahl der Funken (1,5; 2; 3; 4) nahe proportional der Dicke.

Bei isolirenden Substanzen, vulkanisirtem Kautschuk, Paraffin, Ebonit, wächst das Verhältniss der Dicke zur Funkenzahl, die „Condensationsconstante", mit der Dicke, wohl infolge des Electricitätsverlustes an die Luft. Dieselbe Constante ist für Luft 1; Spiegelglas 2,53; violettes Glas 2,4; rothes 1,8; grünes 2,08; blaues 2; weisses 1,9; Ebonit 0,83; vulkanisirter Kautschuk 0.95; Paraffin 0,78. Mit den Dielectricitätsconstanten von Boltzmann (für Paraffin 2,3, gegen Luft gleich 1) findet keine Beziehung statt. Ist die Condensationsconstante gross, so dringt die Electricität wie gewöhnlich auf jeder Oberfläche ein; ist sie klein, so findet kein Eindringen statt, die Platte bewahrt eine einzige, mit der zugeführten gleichnamige Ladung; indess nur, wenn bereits ein Funken übergegangen ist.

G. W.

XLIII. ***J. H. Gladstone* und *A. Tribe*. *Analogieen zwischen der Wirkung eines Kupfer-Zink-Paares und der von occludirtem und nascirendem Wasserstoff*** (Chem. News XXXVII. p. 244. 1878.).

Wird etwas Zinkfolie in sehr verdünnte Kupfervitriollösung gebracht und dadurch theilweise mit Kupfer bedeckt, so wird durch dieses Element beim Zufügen von chlorsaurem Kali, salpetersaurem Kali, Ferrocyankalium, Nitrobenzol, Indigo, schweflichter Säure, arsenichter Säure bekanntlich eine Reduction derselben bewirkt. (Je nach der Stromesdichtigkeit kann diese Reduction verschieden weit vorschreiten.) Analog wirken, wie bekannt, mehr oder weniger stark reducirend Palladium, Platin, Kupfer, Kohle, die mit Wasserstoff imprägnirt sind. G. W.

XLIV. ***Muirhead* und *Latimer Clark*. *Normalelemente für die electromotorische Kraft*** (J. of the Soc. of Telegr. Engineers VII. p. 53. 1878.).

Während Muirhead die Chlorsilberelemente von de la Rue (Wied. Galv. I. § 456), deren electromotorische Kraft 1,065 Volts ist, als Normalelemente empfiehlt, construirt jetzt Latimer Clark seine Elemente dazu in folgender Form:

Durch den Paraffinstöpsel eines Reagirglases geht ein in eine Glasröhre eingeschmolzener Platindraht, dessen unteres, zu einem horizontalen Kreis gebogenes Ende in Quecksilber auf dem Boden des Glases taucht, und ein etwas kürzerer Zinkstab, der sich in die auf das Quecksilber gegossene, flüssige Paste von schwefelsaurem Quecksilberoxydul, welches mit concentrirter Zinkvitriollösung gekocht ist, eintaucht. Das Element wird vor dem Gebrauch neu mit der frisch mit etwas Quecksilber gekochten Paste beschickt, dann längere Zeit zum Sieden erhitzt, um die Luft ganz zu entfernen; darauf etwas geschmolzenes Paraffin auf die Paste gebracht und der Paraffinstöpsel auf das erwärmte Glas gedrückt. Die Bildung von schwefelsaurem

Quecksilberoxyd ist sorgfältig zu vermeiden, und die Paste muss ganz mit Zinkvitriol durchtränkt sein, wenn sich auch Krystalle beim Erkalten ausscheiden. Die electromotorische Kraft ist 1,456 Volts. G. W.

XLV. ***A. Bartoli.*** ***Ueber die Zersetzung des Wassers durch eine schwächere electromotorische Kraft als die des Daniell'schen Elementes*** (Rivista scient. industr. Mai 1878. Separatabr. p. 1—8.).

Das Wasser kann theoretisch durch electromotorische Kräfte, die schwächer sind als 1,438 Daniell, nicht zersetzt werden. Dennoch polarisirt sich ein Voltameter schon durch den Strom eines Daniell'schen Elementes unter allmählicher Abnahme der Stromintensität bis auf Null.

Bartoli sucht nachzuweisen, dass auch bei diesen schwächeren Strömen die Verhältnisse ganz dieselben sind, wie bei stärkeren.

Der Strom einer Säule von Daniell'schen Elementen von sehr geringem Widerstand wurde durch variable Widerstände (0—400000 Q. E.), eine Spiegelbussole und ein mit schwach schwefelsaurem Wasser gefülltes Voltameter mit völlig eingesenkten Platinelectroden geleitet. Schon bei den schwächsten electromotorischen Kräften (auch bei denen von einer Thermosäule) war eine Ablenkung am Galvanometer und Polarisation der Platten bemerkbar, wie schon Fleming [1]) eine solche bei electromotorischen Kräften von nur $^1/_{8000}$ Daniell beobachtet hat. — Das Ohm'sche Gesetz ist bei solchen schwachen Electromotoren in den ersten Momenten des Durchganges des Stromes richtig, wenn der Widerstand des Voltameters gegen den der übrigen eingeschalteten Widerstände klein ist. — Ist der Widerstand des Voltameters dagegen gross, so sind die durch die schwächsten Ströme erzeugten ersten Ausschläge der electromotorischen Kraft der Säule proportional.

Bei stärkeren Strömen wachsen die Ausschläge schneller;

---

1) Phil. Mag. (5) I. p. 142. 1876.

endlich wird das Verhältniss zwischen denselben und den electromotorischen Kräften constant; sowohl bei Wollaston'schen Platindraht-, wie bei Platinblechelectroden von 40 qcm Oberfläche. Bei abwechselndem Hindurchleiten der schwachen Ströme durch die Electroden erhält Bartoli die bei stärkeren Strömen beobachteten, bekannten Erscheinungen (vgl. Wied. Galv. I. § 497. 498). Je geringer die electromotorische Kraft des durch das Voltameter geleiteten Stromes ist, je niedriger die Temperatur, je stärker die Stromintensität, desto eher reducirt er sich auf Null.

Die verschiedene Concentration der verdünnten Schwefelsäure hat wenig Einfluss; bei concentrirter (spec. Gew. 1,69), wo der Sauerstoff stark ozonisirt ist, kann man den Strom von zwei Daniell'schen Elementen auf Null bringen. Zusatz zäher Substanzen, Glycerin u. s. f., steigert die Polarisation, da die an den Electroden abgeschiedenen Substanzen dann weniger schnell diffundiren. Zusatz von Salpetersäure zum Wasser des Voltameters wirkt etwa ebenso, wie der von Schwefelsäure (doch wohl nur, wenn dadurch der Wasserstoff nicht oxydirt wird). Da der Strom die Lösungen zersetzt, kann dadurch auch ihre Leitungsfähigkeit erhöht werden.

Mit dem Beibl. I. p. 423 beschriebenen Apparat erhielt Bartoli schon mit einem Daniell'schen, ja schon mit einem Regnauld'schen Element (Cadmium und Zink in Lösungen ihrer Sulfate) ein deutliches Aufbrausen in einem erwärmten Voltameter, selbst einige Grade unter dem Siedepunkt während einiger Secunden; wodurch also die Wasserzersetzung nachgewiesen ist. Wird eine den Wasserstoff absorbirende negative Electrode von Palladium angewendet, so findet ein Aufbrausen daselbst statt; ein deutlicher Beweis des Auftretens von Wasserstoff.

Beim Zählen der Wasserstoffblasen unter Anwendung einer starken Vergrösserung und Vergleichung ihrer Zahl mit der Ablenkung einer gleichzeitig in den Stromkreis eingefügten Spiegelbussole ergibt sich eine annähernde Proportionalität. Bei Anwendung einer Kette von der electromotorischen Kraft 1,24, welche also auch das Wasser

nicht zersetzen kann, ist der in einer Glocke aufgefangene Wasserstoff annähernd äquivalent dem in dem gleichzeitig in den Stromkreis eingeschalteten Silbervoltameter ausgeschiedenen Metall.

Schwache electromotorische Kräfte, die nach der Theorie das Wasser nicht zersetzen sollten, zersetzen dasselbe also unter Gültigkeit der Gesetze von Ohm und Faraday.

G. W.

XLVI. ***A. Rowland. Ueber die Theorie der electrischen Absorption*** (Amer. J. of Math. I. p. 53—59. 1878.).

Die gewöhnliche Theorie gibt keine Rechenschaft davon, dass bei der Entladung einer Leydner Flasche ein Theil der Ladung als Residuum wieder hervortritt. Wohl aber hat Maxwell (El. and Magn. I. p. 374) eine solche Eigenschaft für Körper, die aus verschiedenen Stoffen geschichtet sind, nachgewiesen. In einem isotropen Körper, in dem keine Thermoströme und keine Electrolyse auftreten, ist, wenn $\varkappa$ das specifische Inductionsvermögen, k die electrische Leitungsfähigkeit, t die Zeit, V das Potential, ϱ die Dichtigkeit der Electricität in der Volumeneinheit ist:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\varkappa\frac{\partial V}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\varkappa\frac{\partial V}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\varkappa\frac{\partial V}{\partial z}\right)+4\pi\varrho=0$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(k\frac{\partial V}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(k\frac{\partial V}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(k\frac{\partial V}{\partial z}\right)-\frac{d\varrho}{dt}=0.$$

Werden beide Gleichungen von einander subtrahirt, so ist:

$$(1)\quad \frac{\partial V}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x}\left(\lg\frac{k}{\varkappa}\right)+\frac{\partial V}{\partial y}\frac{\partial}{\partial y}\left(\lg\frac{k}{\varkappa}\right)+\frac{\partial V}{\partial z}\frac{\partial}{\partial z}\left(\lg\frac{k}{\varkappa}\right)-\frac{1}{k}\frac{d\varrho}{dt}-\frac{4\pi\varrho}{\varkappa}=0.$$

Wird $\frac{k}{\varkappa}=m$ gesetzt; ist n eine Linie in der Stromesrichtung an dem betreffenden Punkt, so wird die Gleichung (1):

$$\frac{1}{m}\frac{dV}{dn}\frac{dm}{dn}-\frac{1}{k}\frac{d\varrho}{dt}-\frac{4\pi\varrho}{\varkappa}=0.$$

Findet keine electrische Absorption statt, so muss die electrische Vertheilung mit der Zeit unverändert bleiben;

also, wenn die Dichtigkeiten an zwei Punkten xyz, $x_1 y_1 z_1$ resp. ϱ und ϱ_1, ϱ_o die Dichtigkeit zur Zeit $t = 0$, c eine von der Zeit unabhängige Constante ist:

$$\frac{\varrho}{\varrho_1} = c, \text{ also } \frac{d}{dt}\left(\lg \frac{\varrho}{\varrho_1}\right) = 0 \text{ oder } \frac{1}{\varrho}\frac{d\varrho}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\lg \frac{\varrho}{\varrho_o}\right),$$

d. h.

$$\varrho = \varrho_o e^{-\int_o^t c\,dt}.$$

Da die Stromintensität S im betreffenden Punkt $S = -k\frac{dV}{dn}$ ist, so erhält man beim Einsetzen der so erhaltenen Werthe ϱ und S in obige Gleichung:

$$\frac{1}{cm - 4\pi m^2}\frac{dm}{dn} = +\frac{\varrho_o}{S}e^{\int_t^o c\,dt},$$

wodurch der Werth $\frac{k}{\varkappa} = m$ an allen Punkten des Körpers zu den Zeiten t bestimmt ist, wenn keine Absorption stattfindet.

Nimmt man an, dass c constant, also $\int_t^o c\,dt = -ct$ ist, so wird, wenn noch m constant ist, $\frac{dm}{dn} = 0$ und:

$$c = 4\pi m, \qquad S = S_o e^{-ct}, \qquad \varrho = \varrho_o e^{-ct}.$$

Sind k und $\varkappa$ Constante, so ist das Ohm'sche Gesetz erfüllt.

In diesem Fall verschwindet der Strom und die Ladung in gleicher Weise. Ist m nicht constant, so ist nicht wahrscheinlich, dass keine Absorption stattfindet. Dieses ist der Fall, entweder wenn der Körper nicht homogen ist, oder dem Ohm'schen Gesetz nicht folgt, wo k variabel ist, oder endlich die specifische inductive Capacität $\varkappa$ mit der electrisirenden Kraft sich ändert.

Besteht der benutzte Apparat aus einem ebenen Condensator, so ist die electrische Kraft an allen Stellen zwischen den Belegungen constant; es wäre also m constant und es könnte keine Absorption stattfinden, wenn der Körper nicht unhomogen wäre, wie der mit Kohlentheilchen imprägnirte Kautschuk. Beim Glase will der Verf. deshalb auch eine fein granulirte Structur annehmen. Ein

Eindringen der Electricität bis zu einer kleinen Tiefe von der Oberfläche wäre aber nicht zu statuiren.

Für einen ebenen Condensator, welcher senkrecht zu der in der Richtung der x-Axe wirkenden Kraft lamellar ist, würde:

$$\frac{d}{dx}\left(\varkappa \frac{dV}{dx}\right) + 4\pi\varrho = 0 \text{ und } \frac{d}{dx}\left(k \frac{dV}{dx}\right) - \frac{d\varrho}{dt} = 0$$

sein. Wird ϱ eliminirt, so erhält man, wenn zugleich $p = \varkappa \frac{dV}{dx}$ gesetzt wird, bei der Integration:

$$\frac{d}{dt}(p - p_0) + 4\pi(pm - p_0 m_0) = 0,$$

wo p_0, der Anfangswerth von p, eine willkürliche Function der Zeit für eine Stelle, z. B. an der Oberfläche und p nur von m und t abhängig ist. Ebenso verhält sich dann $\varrho = \frac{1}{4\pi} \frac{dp}{dx}$. Wird der Condensator zur Zeit $t = 0$ geladen, sind die unendlich dünnen verschiedenen Schichten des Condensators gleich dick und überall gleich geordnet, so ist m eine periodische Function von x; also auch ebenso ϱ zu einer gegebenen Zeit.

Ist der Condensator anders gestaltet, z. B. cylindrisch, so kann selbst in homogenen Körpern stets Absorption stattfinden, wenn die electrische Vertheilung nicht mehr der wirkenden Kraft proportional ist. Dann tritt keine gleichmässige Ladung, sondern eine abwechselnde von positiver und negativer Electricität ein. G. W.

Literatur-Uebersicht.

Abh. d. Kgl. Sächs. Gesellsch. d. Wissensch. XII. Nr. 1. 1878.

W. G. Hankel. Electrische Untersuchungen, 13. — Ueber die thermoelectrischen Eigenschaften des Apatits, Brucits, Coelestins, Preknits, Natroliths, Skolezits, Datoliths und Axinits, p. 1—54.

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akademie.

E. Lecher. *Ueber die Wärmecapacität d. Mischungen aus Methylalkohol und Wasser. (LXXVI. 8. Nov. 1877). p. 1—9.*

A. Haberditzl. *Ueber continuirliche akustische Rotation und deren Beziehung zum Flächenprincipe. (LXXVII. 9. Mai 1878). p. 1—6.*

Chemische Berichte. 1878. Bd. XI. Heft 12—13.

J. Moser. *Bemerkungen zur Abhandlung des Hrn. H. W. Vogel. Ueber die Verschiedenheit der Aboorptionsspectra eines und desselben Stoffes, p. 1416—17.*

W. v. Miller. *Ueber Styrol, p. 1450—51.*

N. Menschutkin. *Aetherification primärer Alkohole, p. 1507—11.*

K. List. *Darstellung einer Reihe magnetischer Verbindungen von der allgemeinen Formel RO,Fe_2O_3 oder $R'Fe_2O_4$, p. 1512—16.*

H. W. Vogel. *Ueber die Verschiedenheit der Absorptionsspectren eines und desselben Stoffes. Antwort auf die Bemerkungen des Hrn. J. Moser, p. 1562—63.*

A. W. Hofmann. *Notiz über Dampfdichtebestimmung, p. 1684—85.*

Dingler Journal. 1878. Bd. CCXXIX. Heft 3—5.

Edison's *Graphittelephon, Phonograph u. Aerophon, p. 263—266.*

Thomson *und* **Houston.** *Reactionstelephon, p. 267—268.*

H. Edmond *jun. Phonoskop, p. 298.*

Edison. *Harmonischer Electromotor, p. 337—338.*

Trouvé. *Maschine zur Erzeugung electrischen Lichtes, p. 435—436.*

Edison. *Kohlenwiderstand zur raschen Regulirung der Ausgleichungswiderstände bei der Doppeltelegraphie, p. 482—483.*

— *Phonometer, p. 483.*

Polytechnisches Notizblatt. 1878. Bd. XXXIII. Nr. 16 u. 17.

Siemens. *Das regulirbare Telephon, p. 263—264.*

Zeitschr. für Krystallogr. u. Mineral. 1878. Bd. II. Heft 4 u. 5.

V. von Lang. *Verbindung des Spectralapparates mit dem Axenwinkelapparat, p. 492—494.*

Comptes rendus. 1878. T. LXXXVII. Heft 6—13.

C. Decharme. *Sur les formes vibratoires des corps solides et des liquides, p. 251—252. 354—355.*

A. Crova. *Étude spectrométrique de quelques sources lumineuses, p. 322—325.*

G. Planté. *Etincelle électrique ambulante, p. 325—328.*

Righi, *Sur un téléphon pouvant transmettre les sons à distance, p. 328—329.*

Leclanché. *Sur un nouveau perfectionnement apporté à la pile au peroxyde de manganèse et sel ammoniac, p. 329—330.*

P. Dumont. *Sur un nouveau transmetteur téléphonique, p. 424—425.*

Th. du Moncel. *Sur de nouveaux effets produits dans le téléphone, p. 390—392.*

Gouey. *Sur un nouvel appareil gyroscopique, p. 395—397.*

J. Boussinesq. *Sur la depression que produit, à la surface d'un sol horizontal, élastique et isotrope, un poids qu'on y dépose, et sur la répartition de ce poids entre ses divers points d'appui, p. 402—405.*

Trève. *Sur les variations d'intensité que subit un courant quand on modifie la pression des contacts établissant le current, p. 405.*

H. de Parville. *Sur une application du téléphone à la détermination du méridien magnétique, p. 405—407.*

E. H. Amagat. *Sur la compressibilité des gaz à des pressions élevées, p. 432—435.*

H. St. Cl. Deville et **H. Debray.** *Dissociation des oxydes de la famille du platine, p. 441—445.*

M. Lévy. *Mémoire sur une loi universelle relative à la dilatation des corps, p. 449—452.*

Journal de physique. 1878. T. VII. August u. Sept.

Bichat. *Expériences relatives au tourniquet électrique, p. 262—264.*

Bouty. *Des diagrammes électriques, p. 264—273.*

Ann. de Chimie et de Physique. 1878. (5) Vol. XIV. Juli—Aug.

Dumas. *Sur la présence de l'oxygène dans l'argent métallique, p. 289—304.*

G. Duclaux. *Sur les forces élastiques des vapeurs émises par les mélanges de deux liquides, p. 305—344.*

J. M. Crafts. *Sur une nouvelle forme de thermomètre à air, p. 409—426.*

Berthelot. *Observations sur le principe du travail maximum et sur la décomposition spontanée du bioxyde de barium bihydrate, p. 433—436.*

— *Sur les limites d'éthérification, p. 437—441.*

— *Sur la mesure des basses températures et sur quelques points de fusion, p. 441—442.*

— *Nouvelles remarques sur les quantités de chaleur dégagées par le mélange de l'eau avec l'acide sulfurique, p. 443—445.*

— *Sur la chaleur de dissolution du sulfate de soude, p. 445—452.*

Ann. scientif. de l'Ecole normale. 1878. Bd. VII. Juni—Aug.

Léon Geoffroy. *Mémoire sur les résistances qu'éprouve une surface mobile de la part d'un milieu fluide dans lequel elle se meut, p. 215—226.*

Les Mondes. 1878. Vol. XLVI. Nr. 16—18.

Escriche. *Anneaux liquides et gazeux, p. 670.*

Ducretet. *Batterie de piles au bichromate de potasse avec bâti à treuil, p. 697—689.*

XLVII. Nr. 1—4.

A. Gannal. *Densimètre hydrostatique, p. 158—160.*

Bulletin de l'Acad. Roy. Belgique. 1878. (2) XLVI. Nr. 7.

Th. du Moncel. *Seconde lettre sur la théorie du téléphone, p. 72 —76.*

Navez *père et fils. Réponse à cette lettre, p. 76—89.*

Archives de Genève. 1878. (2) LXIII. August u. Sept.

J. L. Soret. *Recherches sur l'absorption des rayons ultra-violets par diverses substances, p. 89—112.*

Archives néerlandaises. 1878. XIII. Heft 1—3.

P. M. Heringa. *Considérations sur la théorie des phenomènes capillaires, p. 1—34.*

G. J. Michaëlis. *Sur quelques cas de mouvement dans un fluide incompressible, p. 67—90.*

F. C. Donders. *Une lunette pancratique, p. 99—108.*

J. A. C. Oudemans. *Théorie de la lunette pancratique de M. Donders, p. 110—140.*

J. Bosscha. *Sur les lunettes à grossissement variable, p. 141—148.*

J. A. C. Oudemans. *Sur la détermination des distances focales des lentilles à court foyer, p. 149—172.*

G. F. W. Baehr. *Note sur l'attraction, p. 197—212.*

J. Bosscha. *Sur l'intensité des courants électriques du téléphone de Graham Bell, p. 247—256.*

Proceed. of the London Roy. Soc. 1878. XXVII. Nr. 188—189.

J. N. Lockyer. *Researches in spectrum analysis in connection with the spectrum of the sun, p. 409.*

G. H. Darwin. *On the bodily tides of a jelding nucleus, p. 419 —424.*

H. E. Roscoe. *Note on the specific gravity of the vapours of the chlorides of thallium and lead, p. 426—428.*

Sir W. Thomson. *Electrodynamic qualities of metals Part. VII. Effects of stress on the magnetization of iron, nickel and cobalt, p. 439 —443.*

Note to Mr. Sedley Taylors' experiments on the colours shown by thin liquid films under the action of sonorous vibrations, p. 446.

W. Abney. *On the acceleration of oxydation by the least refrangible and of the spectrum, p. 451—452.*

G. G. Stokes. *On an easy and at the same time accurate method for determining the ratio of dispersion of glasses intended for objectives, p. 485—495.*

***G. D. Liveing** and **J. Dewar.** On the reversal of the lines of metallic vapours, p. 594—496.*

***R. F. Glazebrook.** An experimental investigation into the velocities of normal propagation of plane waves in a biaxal crystal with a comparison of the results with theory, p. 496—502.*

***G. Gore.** On the thermoelectric properties of liquids, p. 513—543.*

Philosophical Magazine. 1878. (5) VI. September.

***J. N. Lockyer.** Recent researches in solar chemistry, p. 161—176.*

***O. Heaviside.** On the resistance of telegraphic electromagnets, p. 177—185.*

***J. E. H. Gordon.** On the effect of variation of pressure on the length of disruptive discharge in air, 185—191.*

***R. Sabine.** Motions produced by dilute acids on some amalgam surfaces, p. 211—216.*

***J. Ennis.** The origin of the power wich causes the stellar radiations, p. 216—225.*

Nature. 1878. XVIII. 8. Aug. bis 26. Sept.

***C. S. Pierce.** Floating magnets, p. 380.*

***Wm. Le Roy Broun; G. B. Francis.** The microphone, p. 383.*

***J. E. H. Gordon.** A simpler form of the phoneidoscope, p. 383—384.*

***E. Walker.** Spectrum of the electric (Jabloschkoff) light, p. 384.*

***Phelps.** Microphon and telephon, p. 392.*

***F. Jenkin** and **J. A. Ewing.** The phonograph and vowel sounds p. 394—397; 454—456.*

***J. Whitley.** Experiments on the relative specific gravities of solid and melted materials at the temperature of fusion, p. 397—398.*

***S. P. Thompson.** On certain phenomena accompanying rainbows, p. 441.*

***W. J. Millar.** Floating of solid on molten metal, p. 464.*

***A. Chiddey.** Microphone in indirect circuit, p. 464.*

***J. T. Bottomley.** Report of the commitee for commencing secular experiments on the elasticity of wires (British Ass.), p. 467.*

***W. E. Ayrton** A new determination of the number of electrostatic units in the electromagnetic unit, p. 470—471.*

***D. Galton.** General results of some recent experiments upon the coefficient of friction between surfaces moving at high velocities, p. 471—472.*

***G. R. R. Savage.** The telephone, p. 488.*

***F. G. Lloyd.** The electromagnet a receiving telephone, p. 488.*

***W. Ladd.** On Edmunds electrical phonoscope, p. 506.*

— On Byrne's battery, p. 506.

***Th. Rowney.** The microphone, p. 519.*

***W. H. Preece.** The electromagnet a receiving telephone, p. 540.*

S. T. Barrett. *The microphone, p. 540.*
A. M. Mayer. *On the nature of vibratory motions, p. 571—574.*

Chemical News. 1878. Vol. XXXVIII. Nr. 976—983.

H. Wilde. *On the origin of elementary substance and on some new relations of the atomic weight, p. 66—69. 107—108.*
J. A. R. Newlands. *On the periodic law, p. 106—107.*
E. J. Houston. *The telephon relay, p. 138—139.*
E. H. Cook. *Magnetic figures, p. 139.*
P. Casamajor. *Verification of graduated glass vessels and areometers from 4° to 450, p. 151—159.*

Silliman Journal (3). 1878. XVI. Sept.

F. W. Clarke. *On some seleniocyanates; on the electrolytic estimation of mercury; some specific gravity determinations, p. 199—206.*

Il Nuovo Cimento. 1878. (3) IV. Juli u. August.

E. Villari. *Sul potere emissivo e sulla diversa natura del calorico emesso da diverse sostanze riscaldate a 100 gradi, p. 5—32.*
E. Beltrami. *Intorno alcune proposizioni di Clausius nella teoria del potenziale, p. 35—53.*
F. Rossetti. *Sulle temperature delle fiamme. Seconda communicazione, p. 70—79.*
A. Roiti. *Sulle scariche della macchina di Holtz nei gas rarefatti. Risposta al Dott. W. Feddersen, p. 79—91.*
A. Bartoli. *Sopra alcuni fenomeni che si osservano nel passaggio di una corrente elettrica per un voltametro ad acqua, p. 92.*

L'Elettricista. 1878. 15. Aug. bis 15. Sept.

A. Bartoli. *Sopra un fenomeno che si osserva nel passaggio di una corrente elettrica per l'acqua, p. 456—466.*
F. Cardarelli. *Determinazione d'un contatto fra due fili, p. 466—469.*
J. Canestrelli. *Nuovo microfono e nuovo telefono, p. 469—472.*
L. Oliver. *Nuova lamina per telefono, p. 474.*
Laucaster. *Microfono, p. 475.*
G. Luvini. *Intorno alla induzione elettrostatica, p. 490—498. 509—520.*
I telefoni di Edison, p. 505—508.
P. Volpicelli. *Sulla elettrostatica induzione, p. 530—534.*

Separatabzüge.

F. Jenkin and J. A. Ewing. *On friction between surfaces moving at low speeds (Phil. Trans. Lond. CLXVII. (2) 1877), p. 509—528.*

H. Wild. *Ueber die Bodentemperaturen in St. Petersburg u. Nikuss (Repertorium für Meteorologie T. VI. Nr. 4), p. 1—95.*

Ph. von Jolly. *Die Veränderlichkeit in der Zusammensetzung der atmospärischen Luft (Abh. d. Münchn. Ak. II. Cl. 2. Abth. 1878), p. 1—26.*

G. Ferraris. *Sulla intensità delle correnti elettriche e delle estracorrenti nel telefono (Atti di Tor. XIII. 23. Juni 1878), p. 1—49.*

E. Lommel. *Ueber zwei neue fluorescirende Substanzen (Sitz. d. Erlang. Ges. 20. Juni 1878), p. 1—3.*

A. Naccari e M. Bellati. *Sui fenomeni termici prodotti dal passaggio della elettricità attraverso i gas rarefatti (Atti del Ist. Ven. (5) IV. 1878), p. 1—32.*

L. v. Babo. *Ueber eine selbstthätige Quecksilberluftpumpe (Ber. d. naturforsch. Ges. zu Freiburg. II. Heft 3), p. 1—14.*

H. Wild. *Controll-Barometer (Mél. phys. et chim. de Petersb. XI. 1878), p. 1—15.*

R. Lenz. *Ueber den galvanischen Widerstand verdünnter Lösungen von Verbindungen des Kalium, Natrium, Ammonium und des Wasserstoffs (Mém. de St. Pet. XXVI.), p. 1—51.*

A. Righi. *Sulla velocità della luce nei corpi trasparenti magnetizzati (Mém. d. Bologna (3) 1877), p. 625—645.*

— *Sulla concentrazione di una soluzione magnetica al polo di una calamita (ibid.), p. 647—649.*

A. Lomeni. *Di alcune riflessioni sopra la dispersione della luce p. 1—22.*

Eingegangene Bücher.

G. St. Ferrari. *Meteorologia Romana (Estratto della Monografia archeologica di Roma e Campagna Romana). Roma Tipografia Elzevirana, 1878), p. 1—47.*

H. A. Lorentz. *Over het verband tusschen de voortplantings snelheid van het licht en de dichthed en samenstelling der middenstoffen (Amsterdam C. G. van der Post. 1878), p. 1—112.*

Th. Schwedoff. *Notice explicative sur le cométaire (Paris 1878), p. 1—4.*

1878. BEIBLÄTTER № 10.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. ***H. E. Roscoe.*** *Bemerkung über das specifische Gewicht der Dämpfe des Chlorthallium und Chlorblei* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 426—428. 1878.).

Die Substanzen wurden in 300 ccm fassenden Porzellankugeln, die 3 bis 9 g enthielten und durch Thonstöpsel lose verschlossen waren, zugleich mit schweren Platingewichten in Muffeln zur hellen Rothgluth erhitzt. Die letzteren dienten zur calorimetrischen Bestimmung der Temperatur t der Muffel. Sobald kein Entweichen der Dämpfe mehr beobachtet wurde, wurden die Kugeln schnell aus den Muffeln herausgezogen und abkühlen gelassen. s bedeute in folgenden Tabellen das spec. Gewicht des Dampfes.

Quecksilber Hg = 198,8. Theoretische Dichte 6,728.

t =	1019	894	815	972	1047
s =	6,92	6,75	6,91	5,77	7,05.

Chlorthallium TlCl = 238,07. Theoretische Dichte = 8,49.

t =	859	828	1015	859	1026	852	837
s =	8,15	8,28	8,06	7,43	8,75	8,60	7,84.

Vier gleichzeitige Bestimmungen mit Quecksilber ergaben für dieses eine spec. Gewicht = 6,728.

Chlorblei PbCl = 277,14. Theoretische Dichte = 9,62.

t =	1046	1089	1077	1077
s =	9,12	9,72	9,51	9,64.

E. W.

II. ***Escriche.*** *Flüssige und gasförmige Ringe* (Mondes (2) XLVI. p. 670. 1878.).

Der Verfasser beschreibt von neuem die altbekannten Rauch- und Flüssigkeitsringe, die sich bilden, wenn man aus

einer Röhre Rauch herausbläst, oder in eine Flüssigkeit eine andere tropfen lässt, die mit derselben einen chemischen Niederschlag bildet. E. W.

III. ***P. Boileau.*** ***Theorie und Formeln über den hemmenden Einfluss der Wände auf Flüssigkeitsströmungen*** (C. R. LXXXVII. p. 48—52. 1878.).

Die Rauhigkeiten der Wände sollen als feste Hindernisse betrachtet, von der Erosion soll also abgesehen werden; dann wird die lebendige Kraft der auf die Hindernisse stossenden Flüssigkeitsmasse durch dieselben in den ersten Momenten des Stosses zerstört; ist ω die mittlere Geschwindigkeit der in Berührung mit den Wänden befindlichen Flüssigkeitsmasse, μ die gesammte Masse derjenigen Molecüle, welche in der Zeiteinheit auf der Längeneinheit des Stromes an Rauhigkeiten anstossen, so ist die so im ganzen verlorene lebendige Kraft gleich $\frac{1}{2}\mu\omega^2$.

Ein anderer Widerstand rührt her vom Bestreben des an den Wänden befindlichen Wassers daselbst zu adhäriren. Es sei α' der Mittelwerth desselben bezogen, auf die Flächeneinheit, S' der Umfang eines Querschnittes des Kanales (mit Rücksicht auf die Oberflächenvergrösserung infolge der Rauhigkeiten), so kommt auf die Längeneinheit der Widerstand $\alpha' S'$ und in der Zeiteinheit auf die Längeneinheit eine Arbeit gleich $\alpha' S' \omega$.

Die intermoleculare Arbeit setzt Boileau nach einer hier nicht abgeleiteten Formel gleich:

$$\delta . \Omega . i (U - \omega),$$

wo Ω den Querschnitt der Flüssigkeit, U die mittlere Geschwindigkeit, i den Verlust an Fall (chute) auf der Längeneinheit, δ die Dichtigkeit des Stromes bedeutet.

Die auf der Längeneinheit in der Zeiteinheit verlorene Arbeit ist $\delta \Omega i U$.

Daher ist, nach dem Princip der lebendigen Kraft:

$$\delta \Omega i U = \tfrac{1}{2}\mu\omega^2 + \alpha' S' \omega + \delta \Omega i (U - \omega),$$

d. h.:

$$\delta \Omega i = \tfrac{1}{2}\mu\omega + \alpha' S'.$$

Diese Gleichung bringt der Verf. durch Betrachtung der Grösse μ auf die Form:

$$R_1 i = \beta \omega^2 + \frac{\alpha}{\delta}.$$

Darin ist $R_1 = \frac{\Omega}{S}$, β und α sind für jeden speciellen Fall Constante; S bezeichnet den Umfang ohne Rücksicht auf die feineren Rauhigkeiten, sodass $S' = (1 + c) S$ gesetzt werden kann, wo c ein Rauhigkeitscoëfficient wäre.

Endlich drückt er die Gleichung noch aus in der Form (wir geben nicht die genauere Form der Constanten γ):

$$R_1 i = \beta . U - 2\gamma . \beta U \sqrt{i} + \gamma^2 . \beta i + \frac{\alpha}{\delta},$$

welche von der 1803 von Girard und Prouy aufgestellten:

$$R_1 i = A . U + B . U^2$$

beträchtlich abweicht. Br.

IV. ***Gröbli.*** *Specielle Probleme über die Bewegung geradliniger paralleler Wirbelfäden* (Inaugural-Dissert. Göttingen. p. 1—86. Zürcher u. Furrer, Zürich. 1877.).

Eine Flüssigkeit soll durch zwei unendliche parallele Ebenen begrenzt sein; die Normale der Ebenen sei die z-Axe. In der Flüssigkeit, welche im Unendlichen ruht, sollen sich drei Wirbelfäden befinden, welche der z-Axe parallel sind. Ferner untersucht der Verf. vier Wirbelfäden unter der Voraussetzung einer Symmetrieebene und $2n$ Wirbelfäden unter Voraussetzung von n Symmetrieebenen.

Aus den allgemeinen Sätzen, welche für die Bewegung eines Wirbelfadens gelten, leitet der Verf., theilweise unter Annahme specieller Werthe für gewisse Constanten, eine Reihe von interessanten Sätzen für mehrere Wirbelfäden ab und erläutert die Bewegung derselben durch Figuren.

Br.

V. ***Naccari* und *Bellati*. *Ueber das Verhältniss der Längendilutation zur Quercontraction bei Kautschuk*** (Nuov. Cim. (3) II. p. 217—240. 1877.).

Die Verfasser benutzten die von Wertheim zu demselben Zweck angewandte Methode. Eine Röhre aus Kautschuk ist am unteren Ende durch einen kleinen massiven Messingcylinder geschlossen; das obere Ende trägt einen eben solchen, welcher aber in der Richtung der Axe durchbohrt ist; in die Bohrung ist eine getheilte und calibrirte Glasröhre eingekittet. Das Ganze wird mit Wasser gefüllt und die Volumänderung des Innenraumes, welche beim Zuge durch ein bekanntes Gewicht entsteht, gemessen. Die Verlängerung der Kautschukröhre wird direct an zwei Marken mittelst des Kathetometers abgelesen. — Bezeichnet man mit λ die Verlängerung der Längeneinheit der Längsdimension, mit δ die gleichzeitig eintretende Verkürzung der Längeneinheit der Querdimension, so ist der Quotient μ gesucht, welcher definirt ist durch:

$$\delta = \mu \lambda.$$

Die Untersuchung erstreckte sich auf vier verschiedene Sorten Kautschuk. Zu Anfang einer Versuchsreihe fand sich μ immer kleiner als nach einigen Versuchen; es stieg z. B. von 0,372 auf 0,409 bis 0,403. Bei einer anfänglichen Spannung P_0 von 1200 g und einer Spannungsvermehrung p von 50 g (einer Verlängerung von 6 mm, welche allmählich auf 9,37 mm stieg, entsprechend) fanden sich sogar Werthe für μ, welche von 0,189 auf 0,309 und 0,294 stiegen; bei einer anfänglichen Spannung von 1500 g fand sich für dasselbe Stück und dieselbe Spannungsvermehrung μ von 0,260 auf 0,328 steigend.

Bei grösseren Spannungen fand sich μ fast stets grösser als bei kleineren; z. B. als Mittel aus meheren Versuchen:

P_0 = 400 g; μ = 0,413	P_0 = 1200 g; μ = 0,409
P_0 = 1500 g; μ = 0,424	P_0 = 3200 g; μ = 0,425.

Es fand sich für die vier verschiedenen Röhren μ resp. gleich 0,41; 0,31; 0,38; 0,36.

Allgemein ergab sich, dass der Werth von μ abhängt von den speciellen Versuchsbedingungen, dem speciellen Molecularzustand; er scheint sich mit zunehmender Temperatur zu vergrössern. Eine längere Zeit andauernde Belastung dagegen hat keinen sehr erheblichen Einfluss auf seinen Werth; z. B. hatte sich für $P_0 = 1200$ g ergeben $\mu = 0{,}409$; für $P_0 = 3200$ g $\mu = 0{,}425$.

Nachdem die Röhre 19 Stunden mit diesem Gewicht belastet gewesen war, war für $P_0 = 1200$ g $\mu = 0{,}407$; für $P_0 = 2400$ $\mu = 0{,}413$.

Nachdem ein Gewicht 1200 g 24 Stunden lang daran gehangen hatte, fand sich für $P_0 = 1300$ g $\mu = 0{,}408$; für $P_0 = 2200$ g $\mu = 0{,}411$.

Bezeichnet man mit τ die Zeit, während deren das Mehrgewicht anhing, so ergab sich für die eine Kautschukröhre:

Versuchsreihe.	τ	P_0	μ
I—II	1,3′	1200	0,415
III—IV	10	„	0,410
V—VI	„	1300	0,409
VII—VIII	0,8	400	0,418
IX—X	2,2	„	0,390

Die Versuche der Reihe IX und X wurden ausgeführt, nachdem ein Gewicht von 400 g während 130 Tagen an der Röhre gehangen hatte; P_0 war in der Reihe IX gleich 400, in der Reihe X gleich 1600 g; μ fand sich in beiden genau gleich.

Br.

VI. ***Roiti.*** *Vorlesungsversuche* (Nuov. Cim. (3) II. p. 205—216. 1877.).

1. Um die Interferenz zweier Wellensysteme zu erläutern, schneidet der Verfasser einen Bogen Pappe so zurecht, dass die obere und untere Begrenzung desselben durch zwei Sinusoiden gebildet wird. Diesen beleuchtet er durch zwei geeignet gestellte Lampen und entwirft den

Schatten auf einem durchsichtigen Schirm. Man kann so bewirken, dass der Schatten der unteren und der oberen Curve sich genau aneinander anschliessen, ein Fall, welcher der Verdoppelung der Amplitude entspräche, oder dass dieselben in beliebigem Phasenunterschied zu einander sich befinden, wobei einzelne Stellen dunkler, andere ganz hell erscheinen etc.

2. Die Verlängerung, welche ein Draht durch Spannung erleidet, wird in folgender Weise gezeigt: An einem vertical herabhängenden, unten belasteten Metalldrahte sind zwei Klemmschrauben *u* und *o* angebracht. Die Aenderung der zwischen diesen Schrauben befindlichen Drahtlänge soll gezeigt werden. Von der unteren Schraube *u* gehen rechts und links zwei Fäden herab, welche einen U-förmig gestalteten Metallbügel tragen, so dass das U vertical herabhängt. Die beiden Schenkel des U halten zwischen sich eine horizontale, leicht drehbare Axe, auf der ein am Rand mit einer Rinne versehenes Rädchen sitzt. Die Rinne des Rädchens stützt sich auf den Metalldraht und ist von einem schwach belasteten Seidenfaden umschlungen, der von der oberen Schraube *o* herabhängt. Wird der Metalldraht stärker gespannt, so dreht sich das Rädchen im Sinne der Verlängerung des Drahtes. Diese Drehung wird durch einen kleinen an der Axe des Rädchens befindlichen Hohlspiegel, welcher das Bild eines horizontal ausgespannten Drahtes objectiv entwirft, sichtbar gemacht. Bei geänderter Belastung des Metalldrahtes kann gleichzeitig eine Senkung des ganzen Systems eintreten; um diese aus dem Versuche zu eliminiren, ist der Draht, dessen Bild vom Spiegel entworfen wird, mit dem U-förmigen Metallbügel fest verbunden. Br.

VII. ***E. W. Blake jr.*** ***Eine Methode der Aufzeichnung articulirter Schallschwingungen mittelst Photographie*** (Sillim. J. (3) XVI. p. 54—59. 1878.).

Der Gegenstand dieses Artikels ist ein Apparat, welcher dazu dienen soll, die Schwingungen der Eisenmem-

bran, wie man dieselbe am Telephon oder Phonograph gebraucht, auf photographischem Wege als Curven zu verzeichnen. Zu diesem Zweck nimmt man einen etwa 1 □cm grossen, $6^1/_2$ cg schweren Stahlspiegel und befestigt ihn in den horizontalen Axenlagern eines soliden Rahmens dergestalt, dass bei der Drehung die Spiegelnormale eine verticale Ebene beschreibt. Normal an die Rückseite des Spiegels setzt sich ein dünner Zapfen an, der an seinem Ende durchbohrt ist. In diese Durchbohrung steckt man das eine Ende eines knieförmig gebogenen Stiftes, dessen anderes Ende sich normal gegen die schwingende Eisenmembran anlehnt. Diese Membran (eine Scheibe von $2^3/_4$ Zoll Durchmesser) befindet sich an der Unterseite eines Mundstückes, wie man es beim Telephon oder Phonograph verwendet. Rahmen und Mundstück sind fest mit einander verbunden und zwar in einer solchen gegenseitigen Stellung, dass die Axe des Spiegels parallel und seine spiegelnde Ebene senkrecht ist zur Ebene der Membran.

Dieser Apparat wird in einem dunklen Raume einem (von einem Heliostaten durch eine kleine Oeffnung hereingeworfenen) horizontalen Bündel Sonnenlichtes so gegenübergestellt, dass die Strahlen durch den Spiegel vertical abwärts geworfen werden. Die letzteren gehen dann durch eine Linse und treffen im Brennpunkte derselben auf eine photographisch empfindliche Platte. Die Distanzen sind derartig gewählt, dass die Excursionen des leuchtenden Punktes auf der Platte das 200fache von den Excursionsweiten der schwingenden Membran betragen.

Um die Form und den Verlauf der Schwingungen beobachten zu können, muss die Platte in der Horizontalebene senkrecht zu den Excursionen des leuchtenden Punktes verschoben werden. Zu diesem Zwecke ruht dieselbe auf einem Wagen, der auf horizontaler Ebene fortgeschoben wird. Das Fortschieben geschieht nicht mit der Hand, sondern zur Erzielung einer gleichförmigen Bewegung durch eine Art Fallmaschine. Eine an dem Wagen befestigte Schnur, die über eine Rolle geht, wird nämlich durch ein

Gewicht gespannt, welches gerade hinreichend ist, um bei der Bewegung die Reibung zu neutralisiren. Ein nur im Anfang aufliegendes und später durch eine passende Vorrichtung zurückgehaltenes Uebergewicht gibt die Grösse der Geschwindigkeit (z. B. bei drei verschiedenen Versuchen 14, $21^1/_2$ und 40 Zoll per Sec.).

Der Verf. gibt auf einer Tafel die Reproduction verschiedener so erhaltener Schwingungscurven, nachdem man verschiedene Vocale und Worte in das Mundstück hineingerufen hatte, und bemerkt, dass die Excursionsweite der Membranmitte bei der gewöhnlichen Stärke der menschlichen Stimme etwa 0,005 Zoll betrug. W. F.

VIII. ***Paul La Cour. Das Tonrad (La roue phonique)*** (Kopenhagen 1878. K. Schønburg. p. 1—72.).

Das von dem Verfasser mit dem Namen Tonrad belegte Instrument ist der Hauptsache nach ein durch eine schwingende Stimmgabel auf electrischem Wege in völlig constante, gleichmässige Bewegung gesetzter Rotationsapparat. Die verschiedenen Dispositionen einer derartigen Vorrichtung, sowie der Gang des Instruments werden ausführlich beschrieben und die Fehlerquellen theoretisch und experimentell genau untersucht. Das folgende möge eine kurze Skizze geben.

1) Der Verf. stellt zunächst einen phonoelectrischen Strom her. So nennt er einen galvanischen Strom, welcher durch den Contact mit einer schwingenden Stimmgabel in regelmässigen Intervallen unterbrochen wird. Die Schwingung der Stimmgabel wird dabei auf bekannte Weise durch eine Electromagnetvorrichtung mit besonderem Contact an der Gabel unterhalten.

Dieser phonoelectrische Strom besteht also aus lauter in genau gleichen Zeitintervallen aufeinanderfolgenden electrischen Wellen, von verschiedener Form, jenachdem sich Spiralen und Electromagnete in der Leitung befinden, jenachdem die Leitung lang oder kurz, jenachdem an der Contactstelle oder an etwa vorhandenen Spiralen eine

Nebenschliessung zur Unterdrückung des Oeffnungsfunkens angebracht ist oder nicht.

Der Verf. beschreibt einige mit diesem Strome gemachte Versuche. Leitet man ihn durch die Spirale eines Electromagneten, welcher die Bewegung einer zweiten, ähnlichen Stimmgabel unterhalten soll, so geräth diese letztere ebenfalls in Schwingung, und zwar um so stärker, je genauer gleich sie mit der ersten Gabel abgestimmt ist. Uebrigens schwingt die zweite Stimmgabel, wie die Beobachtung von Schwebungen ergibt, stets genau conson, auch wenn ihr natürlicher Ton eine Differenz zeigt; doch darf diese, wenn die Schwingungen nicht ganz ausbleiben sollen, die Zahl von vier Oscillationen in der Secunde nicht überschreiten. Dabei zeigt sich, dass die phonoelectrisch erregte Stimmgabel, falls ihr natürlicher Ton höher war, in ihrer Phase der erregenden Gabel voraus, falls er tiefer, gegen dieselbe im Rückstand ist. Diese Phasendifferenz (wie sich durch galvanometrische Beobachtungen eines Stromes zeigen lässt, der durch je einen Contact an den beiden Stimmgabeln geschlossen und geöffnet wird) kann bis zu $^1/_2$ Schwingungsphase steigen.

2) Ein gezahntes Rad, um seine verticale Axe leicht drehbar und aus weichem Eisen bestehend, dem gegenüber, normal gegen seine Peripherie in der Radebene, sich ein Electromagnet befindet, bildet den wesentlichen Theil des von dem Verf. mit dem Namen T o n r a d belegten Instrumentes. Der Pol des Magneten muss so klein, und die Zähne des Rades müssen so weit von einander entfernt sein, dass, wenn ein Zahn dem Pole gegenüber steht, die Anziehung des Poles auf die benachbarten Zähne vernachlässigt werden kann.

Leitet man durch die Spirale dieses Electromagneten einen phonoelectrischen Strom und gibt dem Rade eine solche Bewegungsgeschwindigkeit, dass bei jedem Vorübergang eines Zahnes e i n e Welle des phonoelectrischen Stromes durch die Spirale des Electromagneten hindurchgeht, so bleibt das Rad in dieser constanten Bewegung, so lange man den phonoelectrischen Strom unterhält. Es

lässt sich leicht übersehen, dass, wenn kleine Kräfte (wozu z. B. Reibung und Luftwiderstand gehören) die Bewegung in irgend einem Moment um ein geringes aufhalten, der Electromagnet infolge einer Verspätung des Zahnes, bei dessen Annäherung länger und intensiver wirkt, als bei seiner Entfernung, wodurch ein beschleunigender Einfluss entsteht, der die hemmenden Kräfte neutralisirt. In analoger Weise wirkt der phonoelectrische Strom durch den Magneten retardirend auf die Bewegung des Rades, wenn durch irgend welche Kräfte eine geringe Beschleunigung herbeigeführt war.

Diese Bewegung des Rades nennt der Verf. seine regulirte Geschwindigkeit. Auch bei Geschwindigkeiten, welche Multipla oder Submultipla oder auch $^3/_2$ oder $^2/_3$ der letzteren betragen, kann ein stationärer Bewegungszustand des Rades stattfinden, allein dieser Zustand ist weniger stabil, als bei der „regulirten Geschwindigkeit“.

Bei „regulirter Geschwindigkeit“ finden innerhalb der Dauer einer Stromwelle geringe Schwankungen der Geschwindigkeit statt; bei grossem Trägheitsmomente des Rades sind sie nicht merklich, bei kleinem macht der Verf. sie sichtbar, indem er unter das (zu diesem Zwecke geschwärzte) Rad eine weisse Papierfläche legt. Der ringförmige Rand, wo sich die Zähne befinden, erscheint dann nicht gleichförmig grau, sondern zeigt (weil die Zähne an einzelnen Punkten über dem Papiere länger verweilen als an anderen) hellere und dunklere Stellen, der Zahl der Zähne entsprechend.

Bei grossem Trägheitsmoment des rotirenden Rades macht sich eine andere Art von Unregelmässigkeit geltend. Wenn die äusseren Kräfte plötzliche Aenderungen erleiden, verbreitet sich die Störung über eine Reihe von Wellen und ruft die Erscheinung von Oscillationen mit langer Periode hervor. Auch dies hat der Verf. auf ähnliche Weise wie vorher sichtbar gemacht, indem er zwei gleiche und isochrone Tonräder mit einem Stück ihres Randes übereinander rotiren lässt; die darunter liegende Papierfläche erscheint dann bei vollkommen gleicher Bewegung

der beiden Räder mit einem festen System von Querstreifen bedeckt. Erleidet das eine Rad eine geringe Beschleunigung oder Retardation, so werden die Streifen nach der einen oder anderen Seite verschoben.

Das Tonrad rotirt im allgemeinen unter Erzeugung eines Tones, und wenn die Axe desselben etwas excentrisch ist, hört man periodische, der Rotationszahl entsprechende Anschwellungen des Tones; allein dieselben stehen, wie der Versuch bestätigt, zur grösseren oder geringeren Regelmässigkeit der Bewegung in keiner Beziehung.

In dem Tonrad hat man also das Element eines Rotationsapparates, der mit gleichmässiger Geschwindigkeit beliebig lange rotirt. Bringt man auf der Axe eine Schraube ohne Ende an und lässt dieselbe in ein Räderwerk mit Zeigern eingreifen, so hat man einen Chronographen, der die phonoelectrischen Wellen zählt. Eine berusste Trommel auf der Axe ermöglicht es, zugleich beliebige andere Zeitintervalle zu markiren und zu messen.

Die Zahl der phonoelectrischen Wellen und die Zahl der Zähne des Rades kann innerhalb gewisser Grenzen beliebig gewählt werden. In einem angegebenen Beispiele für grosse Geschwindigkeit der Bewegung waren die Mitten zweier benachbarter Zähne 21 mm von einander entfernt, ihre Zahl betrug 18 und die Zahl der Wellen 245 pro Sec. Dem entspricht eine lineare Geschwindigkeit der Zähne von 5,145 m pro Sec. oder 20 km die Stunde und eine Rotationszahl des Rades von 13,6 pro Sec.

Um dem Tonrad die „regulirte Geschwindigkeit“ leicht ertheilen zu können und die kleinen Schwankungen in der Bewegung möglichst zu hindern, ist indess noch eine besondere Vorrichtung nöthig. Dieselbe besteht in einer runden, hölzernen Kapsel auf dem Rade, in welcher sich ein ringförmiger, mit Quecksilber gefüllter Hohlraum befindet. Das Quecksilber vergrössert nicht nur das Trägheitsmoment, sondern wirkt durch seine Reibung auch noch als Dämpfer bei Veränderungen der Bewegung. Ein in dieser Weise ausgestattetes Rad nimmt mit seltener Ausnahme

von selbst die „regulirte Geschwindigkeit“ an, wenn man ihm eine grössere ertheilt hat.

Die Fehler eines solchen Apparates rühren schliesslich nur noch von den Schwankungen in der Oscillationszahl der stromunterbrechenden Stimmgabel her. Auch diese hat der Verf. untersucht und gefunden, dass eine grössere Steifigkeit oder eine grössere Annäherung der Contactfeder an die Gabel die Zahl der Vibrationen vermehrt, während dieselben durch Annäherung der Magnetpole an die Gabel oder durch Verstärkung des magnetisirenden Stromes, sowie durch Temperaturerhöhung vermindert wird. Die Veränderung übersteigt indess nicht leicht den Betrag einer Schwingung in einer Secunde.

Der Verf. hat noch verschiedene Anwendungen des Tonrades, u. a. in der Telegraphie zur Hervorbringung vollkommen synchroner Bewegung auf zwei Telegraphenstationen besprochen; hierfür muss indess auf das Original verwiesen werden. W. F.

IX. ***Phillips.*** ***Ueber die Bestimmung der beiden specifischen Wärmen und der charakteristischen Function eines beliebigen Körpers*** (C. R. LXXXVI. p. 1290—96. 1351—56. 1878.).

X. ***M. Lévy.*** ***Bemerkung dazu*** (ibid. p. 1391—92. 1878.).

Es seien für einen beliebigen Körper p, v, T Druck, spec. Volumen und absolute Temperatur, c und c_1 die spec. Wärme bei constantem Druck und constantem Volumen und A das mechanische Wärmeäquivalent. Nimmt man p und v als unabhängige Variable, so ist T als eine Function derselben: (1) $T = F(p, v)$ zu betrachten. Man hat:

$$(2) \qquad (c - c_1)\frac{d^2F}{dp.dv} + \frac{dc}{dp}\frac{dF}{dv} - \frac{dc_1}{dv}\frac{dF}{dp} = A \text{ und}$$

$$(3) \qquad (c - c_1)\frac{dF}{dp}\frac{dF}{dv} = AF.$$

Durch Elimination von c_1 aus Gleichung (2) und (3) ergibt sich die partielle Differentialgleichung erster Ordnung:

$$(4) \qquad \frac{dF}{dv}\frac{dc}{dp} - \frac{dF}{dp}\frac{dc}{dv} = AF\frac{\frac{d^2F}{dv^2}}{\left(\frac{dF}{dv}\right)^2},$$

zu deren Integration die beiden simultanen Differentialgleichungen zu lösen sind:

$$(5) \qquad \frac{dp}{\frac{dF}{dv}} = -\frac{dv}{\frac{dF}{dp}}, \qquad \frac{dc\left(\frac{dF}{dv}\right)^2}{AF\frac{d^2F}{dv^2}} = \frac{dp}{\frac{dF}{dv}},$$

Sind C und C' willkürliche Constante, so sind die Integrale der Gleichungen (5):

$$(6) \qquad F = C, \qquad c = C' + AF\int\frac{\frac{d^2F}{dv^2}}{\left(\frac{dF}{dv}\right)^3}dp = C' + f(p, v)$$

und das allgemeine Integral von Gleichung (4):

$$(7) \qquad \varphi(F, c - f) = 0,$$

worin φ eine willkürliche Function bezeichnet. Daraus folgt:

$$(8) \qquad c = f + \Phi(F) = f(p,v) + \Phi(T).$$

$\Phi(T)$ bedeutet eine dem Körper zugehörige Function der Temperatur allein. Ist eine beliebige, aber bestimmte Relation zwischen den drei Grössen p, v und T gegeben, und kann man für irgend eine bestimmte Zustandsänderung des Körpers c als Function von T experimentell beobachten, so ergibt sich, wenn man diesen Werth von c und den zugehörigen von f mit c_T und f_T bezeichnet, $\Phi(T) = c_T - f_T$, also der allgemeine Werth von c:

$$(9) \qquad c = c_T - f_T + f(p,v).$$

c_1 berechnet sich entweder aus c_T und f_T durch die Gleichungen (3) und (9) zu:

$$(10) \qquad c_1 = c_T - f_T + f(p,v) - \frac{AF}{\frac{dF}{dp}\frac{dF}{dv}}.$$

oder aus dem für eine bestimmte Zustandsänderung des Körpers beobachteten Werth c_{1T} und dem zugehörigen

Werth f_{1T} der Function $f_1(p,v) = -AF\int\frac{\frac{d^2F}{dp^2}}{\left(\frac{dF}{dp}\right)^3}dv$. Eliminirt man nämlich aus den beiden Gleichungen (2) und (3) c statt c_1, so erhält man analog wie vorher:

$$(11) \qquad c_1 = f_1(p,v) + \Phi_1(T) = c_{1T} - f_{1T} + f_1(p,v).$$

Damit c allein von T abhängt, muss nach Gleichung (8) $f = 0$ sein, oder nach Gleichung (6):

(12) $\frac{d^2F}{dv^2} = 0$, daher: $F = T = v\chi(p) + \chi_1(p)$; damit c_1 allein von T abhängt:

(13) $\frac{d^2F}{dp^2} = 0$, daher: $F = T = p\psi(v) + \psi_1(v)$.

Sollen also beide specifische Wärmen allein Functionen der Temperatur sein, so müssen die Gleichungen (12) und (13) gleichzeitig gelten, woraus folgt:

$$(14) \qquad T = Cpv + C'v + C_1p + C_1'.$$

In dieser Relation, in welcher C, C', C_1 und C_1' vier willkürliche Constante bedeuten, ist die für permanente Gase mit inbegriffen.

Es seien ferner Z, U und H die Entropie, die innere Wärme und die charakteristische Function des Körpers, bezogen auf die Gewichtseinheit. Jetzt seien $t = T - 273$ und p die unabhängigen Variabeln und v als Function von ihnen gegeben: $v = f(t, p)$.

Man hat nach der Definition von Massieu:

$$(15) \qquad H = TZ - U; \text{ ferner ist:}$$

$$(16) \qquad \frac{dH}{dp} = -Af, \qquad \frac{dH}{dt} = Z, \qquad \frac{d^2H}{dt^2} = \frac{c}{T}.$$

Daraus ergibt sich, wenn $\Psi(t)$ eine Function der Temperatur allein bedeutet:

$$(17) \quad H = -A\int f\,dp + \Psi(t), \qquad \Psi''(t) = \frac{c}{T} + A\int\frac{d^2f}{dt^2}dp,$$

oder, da: $\frac{d^2 f}{d t^2} = - \frac{\frac{d^2 F}{d v^2}}{\left(\frac{d F}{d v}\right)^3}$ ist, und nach den Gleichungen (6) und (8):

$$\Psi'(t) = \frac{c}{T} - A \int \frac{\frac{d^2 F}{d v^2}}{\left(\frac{d F}{d v}\right)^3} dp = \frac{\Phi(T)}{T}. \tag{18}$$

Man erhält daher schliesslich die charakteristische Function und die Entropie des Körpers mittelst der auf seine specifische Wärme bei constantem Druck sich beziehenden Function $\Phi(T)$:

$$\begin{aligned} H &= -A \int f dp + \int dt \int \frac{\Phi(T)\, dt}{T} + CT + C', \\ Z &= -A \int \frac{df}{dt} dp + \int \frac{\Phi(T)\, dt}{T} + C. \end{aligned} \tag{19}$$

Ganz analog berechnen sich dieselben aus der Function $\Phi_1(T)$, die sich auf die specifische Wärme bei constantem Volumen bezieht, indem man t und v als unabhängige Variable einführt und $p = f(t, v)$ als gegeben annimmt; nämlich:

$$\begin{aligned} H &= A \int f dv + \int dt \int \frac{\Phi_1(T)\, dt}{T} + CT + C', \\ Z &= A \int \frac{df}{dt} dv + \int \frac{\Phi_1(T)\, dt}{T} + C. \end{aligned} \tag{20}$$

Die Constanten C und C' sind durch die Anfangswerthe von H und Z gegeben.

Durch diese Ableitungen von Phillips ist bewiesen, dass die beiden specifischen Wärmen und die Massieu'sche charakteristische Function eines Körpers sich allgemein berechnen lassen, wenn für ihn die Relation zwischen v, T und p gegeben und die specifische Wärme bei constantem Druck oder die bei constantem Volumen für eine einzige beliebige Zustandsänderung beobachtet ist. Lévy erinnert daran, dass er dasselbe auf anderem Wege bereits 1877 (C. R. LXXXIV. p. 442. 491, auch Beibl. I. p. 342) gezeigt hat.

E. L.

XI. ***H. F. Wiebe. Die Ausdehnung der starren Elemente als Function des Atomgewichtes*** (Ber. d. chem. Ges. XI. p. 610—612. 1878.).

Bisher gelang es nicht, bei den unvergasbaren Elementen die Gesetzmässigkeit der Ausdehnung in derselben klaren Weise zur Anschauung zu bringen, wie dies für Gase durch das Gay-Lussac'sche Gesetz geschieht. Der Verf. geht nun von dem Satze aus, dass der Quotient aus dem specifischen Gewichte der starren Elemente, bezogen auf Wasser $= 1$, und ihrem Atomgewicht dem Raum entspricht, welchen die Masse eines Atomes des betreffenden Elementes einnimmt. Das Verhältniss dieses Quotienten zum Ausdehnungscoëfficienten ergibt auffällige Beziehungen. In der Tabelle enthält Columne I das Element, II dessen Dichte, III das Atomgewicht, IV den Ausdehnungscoëfficienten der Elemente in Hundertmilliontheilen bei 40°, V das Verhältniss des letzteren zu dem Quotienten II : III.

I.	II.	III.	IV.	V.	I.	II.	III.	IV.	V.
Al	2,56	27,3	2313	247	Ag	10,5	107,66	1912	197
Si	2,49	28,0	763	86	Cd	8,65	111,6	3069	396
S	2,04	31,98	6413	1005	Jn	7,42	113,4	4170	637
Fe	7,8	55,9	1188	85	Sn	7,29	117,8	2234	361
Co	8,5	58,6	1236	85	Sb	6,7	122,0	1152	210
Ni	8,8	58,6	1279	85	Te	6,25	128,0	1675	343
Cu	8,8	63,3	1684	121	Os	21,4	198,6	657	61
Zn	7,15	64,9	2918	265	Jr	21,15	196,7	700	65
As	5,67	74,9	559	64	Pt	21,15	196,7	899	84
Se	4,6	78,0	3680	624	Au	19,3	196,2	1443	147
Ru	11,3	103,5	963	88	Tl	11,86	203,6	3021	519
Rh	12,1	104,1	850	73	Pb	11,83	206,4	2924	510
Pd	11,5	106,2	1176	109	Bi	9,82	210,0	1346	288

Die Zahlen unter V repräsentiren die absolute Ausdehnung des Atoms, den auf das Atomvolumen bezogenen Ausdehnungscoëfficienten der Elemente. Die Coëfficienten der Elemente einer natürlichen Gruppe zeigen oft einfache Verhältnisse, so As : Sb : Bi = 1 : 3 : 4 und Zn : Cd = 2 : 3. Die Werthe V, graphisch dargestellt als Function des

Atomgewichtes, scheinen eine ähnliche Curve zu geben, wie die Atomvolume. Die Stellung der Glieder natürlicher Gruppen ist eine analoge, Maxima geben S, Se, Te und wahrscheinlich Al, Ga (?), Jn, Tl. C.

XII. ***Berthelot. Ueber die Affinitätsverhältnisse und die wechselseitige Verdrängung des Sauerstoffs und der Halogene in den Verbindungen mit Metallen*** (C. R. LXXXVI. p. 628—634. 1878.).

Der Verfasser hat mit Hülfe nachstehender Tabelle eine Vergleichung der Wärmemengen angestellt, welche bei der Vereinigung von Metallen einerseits mit Sauerstoff, oder andererseits mit Chlor, Brom und Jod entwickelt werden. Die Zahlen sind alle mit 100 zu multipliciren.

	O=8	Cl=35,5	Br=80	J=127		O=80	Cl=35,5	Br=80	J=127
K	< 698[1])	1046	990	852	Zn	427	486	436	296
Na	< 678[1])	977	906	741	Cd	328[2])	466	417	275
Ca	657	848	756	591	Pb	251	414	362	252
Sr	657	923	835	670	Cu (Oxydul bezw. Chlorür u. s. w.)	204	329	290	217
Mg	745[2])	755	700	540	Hg (Oxyd bezw. Chlorid u. s. w.)	153	316	293	226
Mn	474[2])	560	500	360	Ag	30	294	297	192
Fe (Oxydul bezw. Chlorür u. s. w.)	341[2])	410	„	„					

Chlor, welches bei der Vereinigung mit den in der Tabelle aufgeführten Metallen eine grössere Wärmemenge entwickelt als Sauerstoff, wirkt zersetzend auf die Oxyde dieser Metalle unter Entbindung von Sauerstoff, vorausgesetzt, dass die Reaction durch Erwärmen eingeleitet wird. Die Wärmeentwickelung bei der Vereinigung der Mehrzahl der aufgeführten Metalle mit Brom ist grösser, als

1) Diese Zahl bezieht sich auf die Bildung des Hydrats; die Wärme für die Vereinigung von HO mit dem Oxyd, welche nach Analogien zu schliessen, etwa 3000 bis 10000 Calorien beträgt, ist also mit inbegriffen.

2) In dieser Zahl ist die Wärmeentwickelung für die Bildung des Hydrats, welche nach Analogien zu schliessen indess sehr gering ist, mit inbegriffen.

bei der Vereinigung mit Sauerstoff. Dem entsprechend werden die Oxyde dieser Metalle durch Brom zersetzt u. s. w.

Als Gesammtresultat der vergleichenden Untersuchung hat sich ergeben, dass die wechselseitige Verdrängung der Halogene und des Sauerstoffs in den Verbindungen mit Metallen lediglich von den Wärmemengen abhängig ist, welche bei der directen Vereinigung der Metalle mit den in Betracht kommenden Elementen entwickelt werden, und dass die Kenntniss dieser Wärmemengen genügt, um vorauszusagen, in welchem Sinne eine Reaction stattfinden wird.

Lbg.

XIII. ***Berthelot. Einwirkung des Sauerstoffs auf das Chlorid, Bromid und Jodid des Aluminiums*** (C. R. LXXXVI. p. 787—791. 1878.).

Die Bestimmung der Wärmeentwickelung bei der Bildung des Oxyds und der Halogenverbindungen des Aluminiums hat folgende Werthe ergeben:

$Al_2 + O_3 = Al_2O_3$	. . . .	+391600 Cal.
$Al_2 + Cl_6 = Al_2Cl_6$	wasserfrei . . .	+321800
$Al_2 + Br_6$ gasfrei $= Al_2Br_6$	wasserfrei	+265200
$Al_2 + J_6$ „ $= Al_3J_6$	„	+172600

Bei der Austreibung des Chlors im Aluminiumchlorid durch Sauerstoff unter Bildung von Aluminiumoxyd findet nach vorstehenden Zahlen eine Wärmeentwickelung von ungefähr 391600 — 321800 = 69800 Cal. statt. Es ist also zu erwarten, dass beim Erhitzen von Aluminiumchlorid in Gegenwart von trockenem Sauerstoff Chlor frei wird. Berthelot hat dies durch den Versuch bestätigt gefunden. Die Reaction war jedoch keine vollständige, vielleicht, weil dabei die Bildung von Oxychlorid nachtheilig gewirkt hat. Bei einem in sehr hoher Temperatur angestellten Versuch sprang das Gefäss. Die Austreibung des Jods aus dem Aluminium ist nach obigen Zahlen mit sehr bedeutender Wärmeentwickelung = 219000 Cal. verbunden. Hierdurch erklärt sich die Entzündung des Aluminiumjodids in Berührung mit trockenem Sauerstoff. Die

Wärmeentwickelung für die Zersetzung des Aluminiumbromids durch Sauerstoff beträgt 124400 Cal., ist also auch ziemlich gross. Dem entsprechend entzündet sich das Aluminiumbromid, wenn es in Gegenwart von trockenem Sauerstoff zu mässiger Rothgluth erhitzt wird. Lbg.

XIV. ***F. M. Raoult.*** ***Ueber die Dampfspannungen und den Gefrierpunkt der Salzlösungen*** (C. R. LXXXVII. p. 167—169. 1878.).

Sowohl die Abweichungen der Dampfspannung einer Salzlösung von der des reinen Wassers, als auch die durch sie bedingte Erniedrigung des Gefrierpunktes ist sehr nahe proportional dem Salzgehalt. In der That sind auch beide Phänomene durch dieselbe Ursache, die Verwandtschaft des Salzes zum Wasser bedingt. Um wirkliche Vergleichungen anzustellen, hätten die Dampfspannungen bei 0° bestimmt werden müssen. Bei der grossen Schwierigkeit der Ausführung hat indess der Verf. dieselben nur bei 100° nach der Dalton'schen Methode ermittelt, oder aber den Siedepunkt der Salzlösungen bestimmt. Untersucht wurden nur wasserfreie Salze in Lösungen, welche auf 100 g Wasser 45 dg Salz enthielten.

Es waren die Unterschiede Δ zwischen dem Gefrierpunkt des reinen Wassers und einer 1 Theil Salz auf 100 Theile Wasser enthaltenden Lösung, und Δ_1 zwischen den entsprechenden Dampfspannungen bei:

	Δ	$\Delta_1:7,6$		Δ	$\Delta_1:7,6$
Quecksilberchlorid	0,048	0,058	Kaliumchlorat	0,215	0,240
Quecksilbercyanür	0,059	0,087	Kaliumnitrat	0,245	0,280
Bleinitrat	0,104	0,110	Ammoniumsulfat	0,273	0,230
Bariumnitrat	0,145	0,137	Bromkalium	0,295	0,310
Silbernitrat	0,145	0,160	Natriumnitrat	0,347	0,380
Kaliumprussiat	0,146	0,165	Ammoniumnitrat	0,378	0,361
Kaliumchromat	0,200	0,213	Chlorkalium	0,446	0,450
Kaliumsulfat	0,210	0,201	Chlornatrium	0,600	0,604
Jodkalium	0,215	0,225	Chlorammonium	0,639	0,565

Es ergibt sich, dass $\varDelta$ und $\varDelta_1$ mit der Natur des Salzes sich sehr ändern, dass für die verschiedenen wasserfreien Salze die Reihenfolge der Werthe von $\varDelta$ und $\varDelta_1$ nahe die gleiche ist, dass im allgemeinen die Erniedrigung der Dampfspannung und des Gefrierpunktes um so grösser ist, je kleiner das Atomgewicht. E. W.

XV. ***Decharme.*** ***Ueber den durch Capillarität und Verdunstung hervorgebrachten Reif*** (C. R. LXXXVI. p. 1004—05. 1878.).

Wenn man Aether durch Filtrirpapier aufsaugen und verdunsten lässt, so bildet sich, wie Decharme schon früher mitgetheilt hat, am Rande des Aethers eine Eisschicht. Tanret hat dieselbe analysirt und hält sie für ein Hydrat von Aether (C. R. LXXXVI. p. 76). Decharme bemerkt dagegen, dass der Versuch mit jeder sehr flüchtigen Flüssigkeit, z. B. mit Schwefelkohlenstoff, gelinge; ausserdem schmelze der Körper stets bei 0° C. — Gründe, welche dafür sprechen, dass derselbe reines Eis ist. Br.

XVI. ***A. Naccari.*** ***Ueber eine Art, das Zurückschlagen der Bunsen'schen Brenner zu verhindern*** (L'Elettricista II. p. 93—95. 1878.).

Der Verfasser empfiehlt dazu das in den deutschen Laboratorien übrigens schon vielfach angewandte Mittel, die obere Oeffnung des Brenners mit einem weitmaschigen Drahtnetz zu bedecken. E. W.

XVII. ***J. Schuhmeister.*** ***Versuche über das Wärmeleitungsvermögen der Baumwolle, Schafwolle und Seide*** (Wien. Ber. LXXVI. Juli-Heft 1877. Separatabz. p. 1—20.).

Der zu diesen bereits nach dem Wien. Anzeiger (Beibl. I. p. 613. 1877) referirten Versuchen dienende Stefan'sche Wärmeleitungsapparat hatte einen inneren Cylinder von 64 mm

Höhe und 36,5 mm Durchmesser, einen äusseren von 72 mm Höhe und 44,5 mm Durchmesser; das Volumen des Zwischenraumes zwischen beiden betrug 45,1 ccm. Die verwendeten Stoffe waren unverarbeitete Baumwolle, unverarbeitete, gewaschene Merinowolle und lange unter dem Recipienten der Luftpumpe getrocknete Seide (Coconfaden). Wurde einer dieser Stoffe in verschiedenen Mengen zusammen mit Luft oder Wasserstoff untersucht, so wuchs das Wärmeleitungsvermögen des Gemisches angenähert proportional seinem Gewichte. Doch schwankte der Proportionalitätsfactor innerhalb ziemlich weiter Grenzen und war von der Art der Einfüllung abhängig. Die Stoffe wurden möglichst zerzupft in den Apparat eingebracht, so dass ihre Fasern nach allen Richtungen des Raumes vertheilt, also etwa $^1/_3$ derselben normal zu den Flächen, $^2/_3$ parallel den Flächen waren, zwischen denen der Wärmeaustausch stattfand. Befinden sich in der Einheit des Volumens v_1 ccm Luft vom Leitungsvermögen k_1, v_2 ccm Baumwolle vom Leitungsvermögen k_2, so ist das Leitungsvermögen des Gemisches, wenn alle Fasern der Baumwolle in der Richtung des Wärmedurchganges liegen, $k_m = k_1 v_1 + k_2 v_2$; liegen dagegen alle Fasern senkrecht zur Richtung des Wärmedurchganges, so ist: $\frac{1}{k_m} = \frac{v_1}{k_1} + \frac{v_2}{k_2}$. Daher lässt sich für den gegenwärtigen Fall annehmen:

$$k_m = {}^1/_3 (k_1 v_1 + k_2 v_2) + {}^2/_3 \frac{k_1 k_2}{k_1 v_2 + k_2 v_1},$$

woraus sich für kleine Werthe von v_2 durch Reihenentwickelung berechnet:

$$k_2 - \frac{2 k_1^2}{k_2} = \frac{3(k_m - k_1)}{v_2} - k_1.$$

Die positive Wurzel dieser Gleichung für k_2 ergibt das Leitungsvermögen der Baumwolle aus dem der Luft und des Gemenges von beiden. Um v_2 zu kennen, wurde das spec. Gewicht der drei Stoffe nach einem, dem bei den Volumenometern ähnlichen Verfahren ermittelt. E. L.

XVIII. ***F. Henrich.*** ***Ueber die Temperaturen in dem Bohrloche zu Sperenberg und die darüber angestellten Rechnungen und Schlüsse*** (Jahrb. f. Min. 1877. p. 897—905.).

Der Verf. zeigt, dass die Beobachtungen Dunker's über die Temperaturen T in verschiedenen Tiefen S des Bohrloches zu Sperenberg nicht durch die von Hottenroth aufgestellte Gleichung:

$$T = 11{,}5816 + 0{,}008\,275\,377\,5\,S - 0{,}000\,000\,202\,482\,8\,S^2,$$

in welcher Hottenroth eine Stütze für die Annahme eines festen Erdkernes findet, am besten wiedergegeben werden. Denn nach den Versuchen Pfaff's und der Theorie von Fourier und Thomson werde die Temperaturzunahme von der Oberfläche nach dem Mittelpunkt der Erde nicht durch eine Parabel, sondern eine eine Exponentialfunction ausdrückende Curve dargestellt, und eine von Henrich berechnete Gleichung:

$$T = 11{,}419 + 0{,}008\,448\,7\,S - 0{,}000\,000\,241\,986\,S^2 + 0{,}000\,000\,000\,002\,566\,45\,S^3$$

habe für die neun Beobachtungen Dunker's in den Tiefen von 700 bis 3390′ die gleiche Summe der Fehlerquadrate 1,289, wie die von Hottenroth und eine entsprechende von Dunker, verdiene aber vor jenen den Vorzug, da sie weder ein Maximum noch ein Minimum besitzt. Diese Gleichung führt also auch auf keine Centralkälte.

E. L.

XIX. ***F. Kessler.*** ***Warum nimmt die Temperatur der freien Luft ab mit zunehmender Höhe über der Erdoberfläche?*** (Bochum, August 1877. p. 1—4.).

Der Verfasser nimmt für die Abkühlung der Luft mit zunehmender Höhe über der Erdoberfläche die Erklärung Müller's [1]) als richtig an, wonach die durch Erwärmung am Erdboden specifisch leichter gewordene Luft durch seitlich vorhandene dichtere Luft verdrängt und ihr Aufsteigen wegen der dabei geleisteten Arbeit von einer fortwährenden Wärmebindung begleitet wird. Er berechnet

1) Lehrbuch der kosmischen Physik, 3. Aufl. p. 489.

aus der mechanischen Wärmetheorie, dass die Luft, die um 10,5 m steigen muss, damit ihr Druck um $^1/_{760}$ des anfänglichen sich verringert, dabei um 0,147° C. erkaltet, während die Beobachtungen der Lufttemperatur in grösseren Höhen höchstens $^2/_3$ dieses Werthes ergeben. Die Differenz erklärt sich daraus, dass die höheren Luftschichten direct durch die Sonne und durch Condensation von Wasserdampf erwärmt werden, ferner dass sie aus südlicheren Gegenden aufgestiegen sein können, etc. Dass bei Ausdehnung unter Arbeitsleistung die Luft sich wirklich abkühlt, lässt sich auch durch Nebelbildung leicht experimentell nachweisen.

E. L.

XX. ***W. Staedel.*** ***Ueber Regelmässigkeiten in den Siedepunkten gechlorter Aethane*** (Ber. d. chem. Ges. XI. p. 746 —750. 1878.).

Seit der Verfasser das bei 127,5° siedende Tetrachloräthan dargestellt hat, ist die Reihe der Chlorderivate des Aethans vollständig. Im Folgenden sind dieselben nebst ihren Siedepunkten zusammengestellt.

		Diff.
C_2H_5Cl 12°	$CH_2Cl{\cdot}CH_2Cl$ 84°	72°
CH_3-$CHCl_2$ 58°	CH_2Cl-$CHCl_2$ 114°	56
CH_3-CCl_3 74°	CH_2Cl-CCl_3 128°	54

Bei Uebergang der ersten Verticalreihe in die zweite findet Umwandlung von CH_3 in CH_2Cl statt.

		Diff.
$CH_2Cl{\cdot}CH_3$ 12°	$CHCl_2{\cdot}CH_3$ 58°	46°
CH_2Cl-CH_2Cl 84°	$CHCl_2$-CH_2Cl 114°	30
CH_2Cl-$CHCl_2$ 114°	$CHCl_2$-$CHCl_2$ 147°	33
CH_2Cl-CCl_3 128°	$CHCl_2$-CCl_3 158°	30

Das Gemeinsame dieser Uebergänge ist die Verwandlung von CH_2Cl in $CHCl_2$.

		Differenz
$CHCl_2$-CH_3 58°	CCl_3CH_3 74°	16°
$CHCl_2$-CH_2Cl 114°	CCl_3-CH_2Cl 128°	14
$CHCl_2$-$CHCl_2$ 147°	CCl_3-$CHCl_2$ 158°	11
$CHCl_2$-CCl_3 158°	CCl_3-CCl_3 182°	24

Das Gemeinsame dieser Uebergänge ist die Verwandlung von $CHCl_2$ in CCl_3.

Aehnliche Beziehungen zeigen die gechlorten Propane. — Eine annähernd gleiche Siedepunktsverschiebung

bei Ueberführung von CH_3 in CH_2Cl oder $CHCl_2$ tritt auch in vielen anderen Fällen ein, z. B.:

		Diff.			Diff.
Propylalkohol 98°	CH_2Cl-CH_2-CH_2OH 160°	62°	Propylalkohol 98°	Propylenchlorhydrin 127°	29°
Aethylalkohol 78°	CH_2Cl-CH_2OH 128°	50	CH_2Cl-CH_2-CH_2OH 160°	CH_2Cl-$CHCl$-CH_2OH 182°	22
Propylenchlorhydrin 127°	β-Dichlorhydrin 182°	55	Trimethylenalkohol 216°	CH_2OH-$CHCl$-CH_2OH 235°	19
Aethylbromid 39°	Aethylenchlorobromid 108°	69	CH_3-CH_2-O-C_2H_4Cl 98—99°	CH_3-$CHCl$-O-C_2H_4Cl 116°	18
Propylenglycol 188°	Monochlorhydrin 227°	39			
Umwandlung von CH_3 in CH_2Cl.			Umwandlung von CH_2 in $CHCl$.		

		Differenz.	
Isopropylalkohol 82°	α-Dichlorhydrin 174°	2 × 46°	Umwandlung von CH_3 in CH_2Cl.
CH_3CHCl-OC_2H_5 98—99°	CH_2Cl-$CHCl$-OC_2H_5 145°	46	
CH_3-CH_2-O-$CHCl$-CCl_3 190°	CH_2Cl-CH_2-O-$CHCl$-CCl_3 235°	45	

Hieran reihen sich nun einige chlorfreie Verbindungen:

	Essigsäure.	Methylessigsäure.	Dimethylessigs.	Trimethylessigs.
	119°	140	154	161
Differenz:	21°	14	7	

	Carbinol.	Methylcarbinol.	Dimethylcarbinol.	Trimethylcarbinol.
	67°	78	82	82
Differenz:	11°	4	0	

Diese Fälle sind analog den oben erwähnten:

	CH_3-$CHCl_2$	CH_2Cl-$CHCl_2$	$CHCl_2$-$CHCl_2$	CCl_3-$CHCl_2$
	58°	114	147	158
Differenz:	56°	33	11.	

Die verschiedensten Körpergruppen zeigen eine derartige annähernd gleiche Siedepunktserhöhung durch Verwandlung von CH_3-CH_2 in $(CH_3)_2 = CH$:

1. Alkohole.

Propylalkohol	98°	Isobutylalkohol	109°	Diff. 11°
Normaler Butylalkohol	117	$(CH_3) = CH$-CH_2-CH_2-OH	128	„ 11
Secundärer Butylalkohol	99	Methylisopropylcarbinol	108	„ 9

2. Säuren.

Propionsäure	141°	Isobuttersäure	154°	Diff.	13°
Normalbuttersäure .	163	Isopropylessigsäure . .	175	„	12
Valeriansäure . . .	185	Isobutylessigsäure . . .	199	„	14

3. Ketone.

Aethylmethylketon .	81°	Isopropylmethylketon .	93,5°	„	12,5
Diäthylketon	104	Diisopropylketon . . .	126	„	2×11

4. Aldehyde.

Propylaldehyd . . .	38°	Isobutylaldehyd . . .	61°	„	12
Normales Butylaldehyd	75	Isopropylacetaldehyd. .	92	„	17

A. Naumann hat früher diese Siedepunktsbeziehungen auf rein mechanische Vorgänge zurückzuführen versucht. Verf. verwirft dessen Hypothese, ohne jedoch zur Erklärung dieser Thatsachen eine andere Theorie aufzustellen.

C.

XXI. *G. D. Liveing und J. Dewar. Ueber die Umkehrung der Linien der Metalldämpfe* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 494—496. 1878.).

Die Verfasser haben untersucht, ob sie die Absorptionslinien, die das Magnesium in einer reinen und in einer zugleich Natrium oder Kalium enthaltenden Atmosphäre gibt, nicht unter gewissen Bedingungen im Emissionsspectrum wiederfinden könnten. Es zeigt sich in der That stets, wenn Funken zwischen Magnesiumelectroden ohne Einschaltung einer Leydner Flasche in einer Wasserstoffatmosphäre übersprangen, eine helle Linie bei 5,210. Unter anderen Versuchsbedingungen trat sie weniger regelmässig auf. Hin und wieder traten noch mehrere feine Linien an der brechbareren Seite dieser Linie auf, so dass sie das Aussehen einer nach dem Violett zu abschattirten Bande annahm.

Ferner zeigten sich auf der brechbaren Seite der Gruppe eine Reihe feiner Linien, die an Helligkeit nach dem Blau zu abnahmen; sie dürften wohl dem Absorptionsstreifen mit der Wellenlänge von ungefähr 5,140 entsprechen.

E. W.

XXII. ***J. N. Lockyer.*** *Untersuchungen über Spectralanalyse in Verbindung mit dem Sonnenspectrum Nr. V* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 409. 1878.).

Der Verfasser legt den ersten Streifen der neuen Normalzeichnung des Sonnenspectrums vor. Er ist in vier mal so grossem Maassstab als der Ångström'sche gezeichnet und enthält die Wellenlängen 3900—4000. E. W.

XXIII. ***B. Tollens.*** *Ueber die specifische Drehung des Rohrzuckers* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 1403—1414. 1877.).

Schon früher hatte Verfasser (Ber. d. chem. Ges. IX. p. 1538) gezeigt, dass Traubenzucker eine specifische Drehung von 53° in verdünnten und 57,8° in 90—91 procentigen Lösungen zeigt, während sie sich nach dem von Landolt angegebenen Verfahren (Beibl. II. p. 92) für die wasserfreie Glycose, auf 58,7° berechnet. Chemisch reiner Rohrzucker wurde unter Umständen gelöst, welche eine Zersetzung unmöglich machten. Die Polarisationen fanden bei 20° in einem grossen Wild'schen Polaristrobometer statt. Verf. erhielt ein dem von Wild beschriebenen sehr ähnliches Gesichtsfeld mit einem freien Streifen in der Mitte und Interferenzstreifen am Rande, indem er das analysirende Nicol etwas nach rechts gegen die Axe neigte. Je nach der Grösse dieser Drehung nähert sich die Erscheinung der im Mitscherlich'schen Apparate; an zwei, um 180° von einander entfernten Punkten der Kreistheilung des polarisirenden Nicols wird das Gesichtsfeld mehr oder weniger dunkel, während die in der Mitte dazwischen liegenden Punkte im hellsten Glanze strahlen. So werden die hellen Quadranten zur Beobachtung untauglich, die Ablesungen in den zwei anderen sind jedoch viel übereinstimmender, und die Ungewissheit über die Richtigkeit der letzten Einstellung ist viel geringer In Serien von 5 Ablesungen wurde selten eine Differenz grösser als 5 Minuten gefunden, häufig vollkommene Uebereinstimmung beobachtet. Bei den Ablesungen sind die

Fehler der beobachteten Drehungswinkel höchstens ± 3 Minuten, meist aber viel kleiner.

Spec. Gewicht der Lösung, auf Wasser von 4° berechnet.	Gramm Zucker in 100 g Lösung P	$(\alpha)_D$ mit Reduction des specifischen Gewichtes auf 4°C.	
		gefunden.	berechnet.
1,0137	3,820	66,803	66,750
1,0160	4,384	66,671	66,741
1,0249	6,605	66,939	66,705
1,0398	10,385	66,643	66,643
1,0422	10,824	66,277	66,636
1,0475	12,067	66,329	66,615
1,0558	14,200	66,503	66,579
1,0706	17,445	66,367	66,522
1,1190	27,803	66,306	66,480
1,1519	34,833	66,410	66,410
1,2037	44,914	66,258	66,241
1,2786	58,480	65,886	65,886
1,3444	69,214	65,490	65,501

Mit steigendem Gehalt an Rohrzucker nimmt also die specifische Drehung der Lösungen ab, wenn auch weniger als bei der Glycose. — Benutzt man die Procentgehalte P der Lösungen als Abscissen, $(\alpha)_D$ als Ordinaten, so erhält man eine allmählich abfallende Curve; dieselbe ist deutlich nach oben convex. Der Verf. schlägt folgende zwei Interpolationsformeln vor, von denen die erste von $P = 0$ bis 18, ist:

(I) $(\alpha)_D = 66{,}8102 - 0{,}015553\,P - 0{,}000052462\,P^2$,

die zweite für $P = 18$ bis 69:

(II) $(\alpha)_D = 66{,}386 + 0{,}015035\,P - 0{,}0003986\,P^2$.

Die letzte Columne der obigen Tabelle enthält die so für $(\alpha)_D$ berechneten Werthe.

Nennt man mit Landolt q den Procentgehalt der Lösung an Wasser ($q = 100 - P$), und geht man von der specifischen Drehung der wasserfreien Substanz aus, so wird aus (I) und (II):

(Ib) $(\alpha)_D = 64{,}7303 + 0{,}026045\,q - 0{,}000052462\,q^2$ und:

(IIb) $(\alpha)_D = 63{,}9035 + 0{,}0646859\,q - 0{,}0003986\,q^2$.

Für reinen, festen Rohrzucker ergibt sich nach Formel (II) eine Drehung von 63,90°. Der Verf. schlägt vor, behufs Vergleichung der Drehung verschiedener, namentlich minder leicht löslicher Substanzen eine conventionelle Drehung anzunehmen, etwa die einer 10 oder 5procentigen Lösung, $(\alpha)_{10\,D}$, oder $(\alpha)_{5\,D}$. Für Rohrzucker ist $(\alpha)_{10\,D} = 66{,}65$. — Schon Biot fand die Abnahme der specifischen Drehung des Zuckers mit der Concentration der Lösung. Nach seinen Daten berechnen sich folgende Zahlen, wenn P der Procentgehalt der Lösung, $(\alpha)_r$ die specifische Drehung bei Anwendung des Biot'schen rothen Glases, $(\alpha)_j$ die auf gewöhnliches Licht nach Biot und $(\alpha)_D$ die auf Natriumlicht nach Angaben von Biot und Wild berechnete Drehung ist:

P	$(\alpha)_r$	$(\alpha)_D$	$(\alpha)_j$
24,999	55,906°	65,79	72,92
50,055	55,669	65,49	72,61
65,064	54,117	63,69	70,59

Die Abnahme der Drehung bei steigender Concentration ergab sich auch aus Biot's Versuchen über die specifische Drehung von geschmolzenem Rohrzucker ($(\alpha)_D$ im Mittel = 48°); die Resultate derselben sind jedoch nicht genau, da der nach Biot dargestellte geschmolzene Rohrzucker niemals vollkommen rein ist. C.

XXIV. ***Favé.** Ueber die Schwingungen der Materie und die Wellen des Aethers in der Theorie des Sehens, des Siedens, der chemischen Verbindungen* (C. R. LXXXVI. p. 441—443. 524—527. 560—565. 640—643. 1878.).

Favé nimmt an, dass die Elemente der ponderablen Materie unaufhörlich kurze und schnelle Schwingungen ausführen, welche ihre Bewegung dem Aether mittheilen und darin Wellen der verschiedenen Längen bilden. Die Aetherwellen breiten sich gleichförmig nach allen Richtungen aus, und es gilt für sie das Gesetz der Coexistenz

kleiner Bewegungen. Sie verstärken die Schwingungen der Körper, auf welche sie treffen, so oft Uebereinstimmung zwischen beiden Schwingungssystemen stattfindet, und üben dann je nach ihrer Länge und Intensität Licht-, Wärme- oder chemische Wirkungen aus.

Hiernach besteht die Thätigkeit der verschiedenen Theile des Auges in der Ausführung von Schwingungsbewegungen, die durch übereinstimmende Aetherschwingungen verstärkt werden. Der zuerst von Gay-Lussac gefundene Einfluss der Natur des Gefässes, ebenso der Einfluss eines eingeführten Platinfadens, der in der Flüssigkeit enthaltenen Luft, des Reibens der Gefässwand auf das leichtere Sieden von Flüssigkeiten erklärt sich dahin, dass in jedem Falle dem Dampf die zu seiner Bildung nothwendigen Schwingungen mitgetheilt werden, welche im Schwingungssysteme der Flüssigkeit gar nicht oder nicht in genügender Intensität existiren. Die Schwingungssysteme der chemischen Verbindungen stehen zu denen ihrer Bestandtheile in Beziehung; die allotropischen Modificationen desselben Körpers sind durch die Intensität gewisser Schwingungsarten unterschieden. Die mannigfache Einwirkung des Lichtes, der Wärme, der Electricität und der Contactsubstanzen auf die Bildung und Trennung von Verbindungen und auf die Ueberführung einer Modification in die andere ist daher jedesmal als eine Mittheilung der nothwendigen Intensität gewisser Schwingungssysteme aufzufassen. Durch diese erklärt der Verf. auch das von Gernez beobachtete Entstehen und Wachsen von Krystallen in Lösungen, wenn in dieselben ein auch noch so kleiner Krystall der gelösten Substanz eingeführt wird. E. L.

XXV. *Le Bel. Untersuchungen über den Amylalkohol: rechtsdrehender Alkohol* (C. R. LXXXVII. p. 213—215. 1878.).

Zunächst weist der Verf. nach, dass der linksdrehende Alkohol eine stärkere Dampftension hat als der inactive, indem es durch fractionirte Destillation gelang, in einem

Gemisch von activem mit inactivem Alkohol das Drehungsvermögen wesentlich zu steigern.

Lässt man auf activen Alkohol (Drehung $-4^0 33'$) Natrium einwirken, so entsteht ein vollkommen inactiver Alkohol, ohne dass Aenderungen der chemischen Eigenschaften eintreten. Der Verf. vermuthete, dass dieser aus einem Gemisch von rechts- und linksdrehendem bestehe, da nach der Theorie von ihm selbst und von Van t'Hoff nur dann ein inactiver unzersetzbarer Alkohol existiren kann, wenn das Molecül des activen Alkohols nur ein asymmetrisches Kohlenstoffatom besitzt.

Um die beiden Isomeren zu trennen, wurden die drei von Pasteur angegebenen Methoden angewandt: Ein Auslesen der Krystalle war nicht möglich, da der allein gut krystallisirende, gemischte active und inactive Amylaminalaun wohl die Polarisationsebene dreht, aber keine hemiëdrischen Flächen zeigt. Der reine drehende Amylaminalaun krystallisirt in doppelbrechenden, nicht messbaren Plättchen. Es ist dies ein eigenthümliches Beispiel für den Einfluss der Isomerie der Amylamine auf die Krystallform des complexen Alaunmolecüls.

Das Zusammenkrystallisiren mit anderen drehenden Substanzen führte auch zu keinem Resultat. Dagegen erhielt man, als man Pecinicillium in einer Lösung, die pro Liter 3 g inactiven Alkohol und 1,25 g verschiedener Salze enthielt, wachsen liess, nach der fractionirten Destillation einen rechtsdrehenden Alkohol. E. W.

XXVI. ***W. Thomson.*** *Ueber eine neue Methode, die durch aeolotropische Dehnung in einem festen Körper erzeugte Aeolotropie des galvanischen Widerstandes zu messen* (Nature XVII. p. 180—181. 1878. Chem. News XXXVII. p. 222—223. 1878.).

Wird durch eine horizontale Messingröhre ein Strom geleitet, ein Eisendraht hineingebracht und vor seinem einen Ende ein Magnetspiegel aufgestellt, so zeigt die Ablenkung des letzteren bei der Torsion der Röhre eine Magnetisirung

des Drahtes an. Findet die Drehung rechts herum statt, so wird das dem Eintrittsende des Stromes entsprechende Ende des Eisendrahtes ein wahrer Nordpol. Eine Magnetnadel, die in einer vom Strom durchflossenen Messingröhre aufgehängte ist (der Spiegel eines dead-beat Galvanometers), wendet entsprechend bei der Torsion der Röhre ihren wahren Nordpol rechts herum nach der Seite derselben, wo der Strom eintritt. Der Widerstand ist also am grössten in der Richtung der grössten Dehnung, am kleinsten in der der grössten Contraction des Metalls. Das Verhältniss der Widerstände nach beiden Richtungen könnte man aus der Ablenkung der Magnetnadel im letzten Fall bestimmen.

G. W.

XXVII. ***W. Thomson. Electrodynamische Eigenschaften der Metalle. Einfluss der Dehnung auf die Magnetisirung von Eisen, Nickel und Cobalt*** (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 439—443. 1878.).

Die Versuche von Villari (Wied. Galv. (2) II. § 499) werden an Eisendrähten, von denen eine nautische Meile 14 Pfund wiegt, unter Anwendung von magnetisirenden Kräften wiederholt, deren Intensität von 0—900 wechselt. Die Einheit derselben ist 12,5 mal kleiner als die verticale Componente des Erdmagnetismus (Glasgow 0,43 cm. g. sec.). Die Drähte werden bei constant bleibender magnetisirender Kraft mit Gewichten von 7; 14; 21 Pfund belastet, oder die Belastungen entfernt. Keine Wirkung der Dehnung ergab sich bei folgenden magnetisirenden Kräften:

Belastung	7 Pfd.	14	21
Magnetische Kraft 15° C.	266	281	288
„ „ 100 „	280	286	310.

Das Maximum der Wirkung tritt bei der Kraft 50—60 ein; die momentanen Galvanometerausschläge steigen langsamer als die Belastungen. Sie waren in Scalentheilen:

Belastung	7 Pfd.	14	21
Temp. 15°	31 Sc.	35	54
„ 100°	25	32,4	50,3.

Bei wachsenden magnetisirenden Kräften nähern sich die durch die Dehnung erzeugten Ausschläge einem constanten Werth, nämlich:

Belastung	7 Pfd.	14	21
Temp. 15°	6 Sc.	13,5	21
„ 100°	3	9,2	15,2.

Wurde ein Flintenlauf durch eingepresstes Wasser einem transversalen Druck ausgesetzt und derselbe entfernt, so traten die entgegengesetzten Wirkungen, wie bei der Dehnung ein. Der kritische Werth der magnetisirenden Kraft ist aber grösser. Ist die magnetisirende Kraft etwas kleiner als 25 abs. E., so ist die Magnetisirung bei dem Druck von etwa 1000 Pfund auf den Quadratzoll kleiner; ist die magnetisirende Kraft grösser, so ist die Magnetisirung bei dem Druck grösser, als ohne denselben. Der permanente Magnetismus war nach wiederholter Wirkung des Druckes und Aufhebung desselben stets kleiner mit dem Druck, als ohne denselben. Zwischen den beiden kritischen Werthen der magnetisirenden Kraft (10 und 25 absolute magnetische Einheiten) muss jeder transversale oder longitudinale Zug, also auch ein gleicher Zug nach allen Richtungen, die Magnetisirung vermindern, ein gleicher Druck nach allen Richtungen sie vermehren.

Bei aeolotropischem Zuge, z. B. Torsion, treten die von Wertheim, Matteucci, Ed. Becquerel und dem Ref. beobachteten Erscheinungen ein. Sind die Eisendrähte sehr stark gespannt, so ändert sich durch die Torsion ihr Magnetismus viel weniger, als bei schwacher Spannung.

Bei Torsion eines Eisendrahtes, durch den ein Strom geleitet wird, zeigen sich ebenfalls die vom Ref. beobachteten Phänomene. Die im vorigen Aufsatz Nr. XLIII erwähnte magnetische Wirkung infolge der Aeolotropie der electrischen Leitung tritt dabei zu den rein magnetischen Phänomenen (wenn auch wohl nur in untergeordnetem Grade) secundär hinzu.

Bei Nickel- und Cobaltstäben zeigt sich bei longitudinalem Zuge gerade die entgegengesetzte Wirkung, wie

beim Eisen; d. h. unterhalb der hier sehr bedeutenden kritischen magnetisirenden Kraft, die bei einem dünnen Nickelstab etwa 250 sein würde, nimmt die Magnetisirung beim Zuge ab. G. W.

XXVIII. *Th. du Moncel. Ueber die Aenderung der Intensität der durch mittelmässige Contacte geleiteten Ströme von dem Druck* (C. R. LXXXVII. p. 131—134. 189—191. 1878.).

Der Verfasser erinnert daran, dass er schon im Jahre 1856 in seinem Exposé des applications de l'électricité (2) I. p. 246 auf obigen, allen Physikern, die galvanische Leitungen herzustellen haben, längst bekannten Einfluss aufmerksam gemacht hat; namentlich soll derselbe um so bedeutender sein, je schlechter die Körper leiten. Dass der Widerstand einer Spirale von unbedecktem Draht beim Aneinanderpressen der Windungen vermindert wird, ist auch wohl selbstverständlich. Hr. du Moncel hat auch schon im Jahre 1875 erwähnt, dass die Erwärmung die Leitungsfähigkeit von Feilspähnen erst vermindert, und dann vermehrt. (Letztere Erscheinung ist übrigens schon im Jahre 1858 von Meidinger und Matthiessen, Wied. Galv. (2) I. § 193 beobachtet.) G. W.

XXIX. *Edison. Kohlenrheostat* (Dingl. J. CCXXIX. p. 482. 493. 1878 aus Scient. Amer. XXXIX. p. 35.).

Etwa 50 Scheiben aus Seidenzeug werden mit Graphit gut eingerieben, getrocknet und in einem einerseits mit einer Messingplatte geschlossenen Vulcanitcylinder übereinander geschichtet. Der Cylinder ist mit einer metallenen Deckplatte versehen, welche durch eine mit Index versehene Schraube gegen die Seidenscheiben gepresst werden kann. Die Boden- und Deckplatte sind mit Zuleitern versehen. Durch den Druck lässt sich der Widerstand des Apparates zwischen 400 und 6000 Ohmads abändern. G. W.

XXX. ***Fr. Weber. Kritische Bemerkungen zu der Entdeckung des Hrn. Börnstein über den Einfluss des Lichtes auf den electrischen Leitungswiderstand von Metallen*** (Züricher Vierteljahrschr. XXII. p. 335—337. 1878.).

Der Leitungswiderstand eines Platindrahtes wird durch einen hindurchgeleiteten Strom nach den Versuchen des Verf., solange die Intensität desselben unter dem (abs. electromagnetischen) Werthe 6 bleibt, nicht geändert — stärkere Ströme ändern denselben —, während Hr. Börnstein bei seinen Versuchen über den Einfluss der Belichtung schon bei den schwächsten Strömen Widerstandsänderungen bis zu mehr als 1 % fand. Hierdurch würden alle genauen Widerstandsmessungen unmöglich. Wahrscheinlich hat Börnstein bei diesen Versuchen Folgendes nicht beachtet.

Die Aenderungen der Widerstände bei der Belichtung sind zunächst bei Börnstein bei Anwendung der Wheatstone'schen Brücke zu den Messungen so klein ($^1/_{7000}$—$^1/_{8333}$), dass sie durchaus in den Beobachtungsgrenzen liegen; wobei noch dazu in 6 Fällen bei der Bestrahlung eine Verminderung, in 7 eine Erhöhung sich ergab und nur das Mittel eine Verminderung von $^1/_{22700}$ anzeigt. Bei Fortlassen einer einzigen Beobachtung würde sich dieselbe in eine Vermehrung umkehren.

Bei anderen Beobachtungen, bei denen schwache Magnetinductionsströme durch das Galvanometer und ein Goldblatt geleitet und die Aenderungen des Widerstandes des letzteren bei der Belichtung nach der Zurückwerfungsmethode aus den constanten Grenzbogen der Galvanometerausschläge bestimmt wurden, ergab eine Reihe eine Zunahme, eine andere eine Abnahme des Gesammtwiderstandes bei der Belichtung. Die stets beobachtete Verminderung der Ausschläge, aus welchen Börnstein eine Zunahme des Widerstandes des Goldblattes durch die hindurchgehenden Ströme um $1^1/_2$ % ableiten will, kann von Temperaturänderungen des ganzen Schliessungskreises her-

rühren, die darin, wie Weber gefunden, grösser sein können als in der Luft, und in dieser Art von Börnstein nicht beachtet worden sind. Die Anwendung der Dämpfungsmethode leidet an dem Fehler, dass Börnstein das logarithmische Decrement bei offnem Multiplicator als constant ansieht, während es sich mit der Zeit sehr wesentlich, z. B. an einem Tage von 0,314 bis $0{,}560 . 10^{-6}$, ändert.

Die Folgerungen von Börnstein sind also durch seine Versuche nicht erwiesen, wie auch Siemens und Hansemann gezeigt haben. G. W.

XXXI. **Leclanché.** ***Neue Verbesserung der Braunstein-Salmiakkette*** (C. R. LXXXVII. p. 329—330. 1878.).

Das Gemisch von Braunstein und Kohle wird mittelst einer hydraulischen Presse in Plattenform auf Gaskohlenplatten von etwa 0,5 qdm Oberfläche festgepresst. Es wirkt bei dem Gebrauch der Kette bis zum Verbrauch alles Braunsteins depolarisirend. G. W.

XXXII. **Ducretet.** ***Chromsäuresäule*** (Mondes XLVI. p. 307—308. 1878,).

Die Säule ist ganz analog der Bunsen'schen. Zwischen zwei Kohlenplatten befindet sich je eine Zinkplatte. Diese Platten sind an einer Walze aufgehängt und können so gehoben und in die die Erregerflüssigkeit enthaltenden Gläser gesenkt werden. Der Erregerflüssigkeit selbst (200 g $K_2Cr_2O_7$; 2 l. Wasser; 15—20 g . H_2SO_4) können 5 g schwefelsaures Quecksilberoxyd zugesetzt werden, um das Zink amalgamirt zu erhalten. Durch jedes Glas wird noch zur weiteren Depolarisation ein Luftstrom geleitet.

G. W.

XXXIII. **W. Ladd.** ***Ueber die Batterie des Dr. Byrne*** (Nature XVIII. p. 506. 1878.).

Eine Chromsäurebatterie, in der die die Zinkplatte beiderseits umgebenden zwei Kohlenplatten durch zwei

mit Blei überzogene Kupferplatten ersetzt sind, deren dem Zink zugekehrte Seiten mit dünnen Platinblechen belegt, und deren Rückseiten lackirt sind. Luft wird zwischen den Platten durch die Flüssigkeit getrieben. (Die electromotorische Kraft der Chromsäureketten sinkt bei Ersatz der Kohle durch Platin auf etwa $^2/_3$, Wied. Galv. (2) I. § 247.) Auch wird als Flüssigkeit verdünnte Schwefelsäure ($^1/_{10}$) verwendet. G. W.

XXXIV. *A. Bartoli. Ueber eine Erscheinung beim Durchgang des galvanischen Stromes durch Wasser* (N. Cim. (3) IV. p. 92. 1878. L'Elettricista II. p. 456—466. 1878.).

Ein Strom von 10—30 Daniell'schen Elementen wurde durch eine Spiegelbussole und ein Voltameter geleitet, welches zwischen Platinplatten von 30 qcm Oberfläche etwa 1 l destillirtes Wasser enthielt. Wegen der Polarisation der Platten hätte das Verhältniss des ersten Ausschlages beim Schliessen des Stromes zu der constanten Ablenkung immer unter dem Werth 1,890 bleiben müssen, welcher ohne Einschaltung des Voltameters sich ergab; indess wuchs bei der Einschaltung die dauernde Ablenkung allmählich und überschritt zuweilen obiges Verhältniss, so dass sie sogar grösser wurde als der erste Ausschlag, um dann allmählich wieder abzunehmen. Eine Temperaturerhöhung konnte nicht beobachtet werden, die etwa diese Erscheinung bedingt hätte. Sie soll deshalb von einer Vermehrung der relativ zu den übrigen Theilen des Schliessungskreises überaus geringen Leitungsfähigkeit des Voltameters herrühren. Um diese nachzuweisen, wird der Strom erst durch das Voltameter eine Zeit lang geleitet, dann geöffnet, darauf werden die Electroden des Voltameters eine längere Zeit verbunden und wieder der Strom durch das Voltameter geleitet; er erweist sich allmählich anfangs immer stärker als beim ersten Durchleiten.

Zuletzt verschwindet die hiernach supponirte Vermin-

derung des Widerstandes des Voltameters. Bei Umkehrung des Stromes zeigte sich dieselbe Erscheinung.

Bei Anwendung von verdünnter Salpetersäure wird durch einen Strom der Widerstand des Voltameters während weniger Minuten sehr verringert.

Wird durch das Voltameter und Galvanometer ein schwacher Strom von einem Daniell'schen Element einige Minuten geleitet, der erste Ausschlag beobachtet, sodann durch das Voltameter allein ein starker Strom von 10 Elementen geleitet, werden dann einige Zeit die Platten verbunden, um die Polarisation zum Theil zu entfernen und das erste Element wieder mit dem Voltameter und Galvanometer im ersten Sinn verbunden, so ist nun der Strom ziemlich viel stärker als zuerst. Wird der Polarisationsstrom länger geschlossen gehalten, so wird jener Strom schwächer und kehrt allmählich auf seine erste Intensität zurück. — Wird das Daniell'sche Element nach dem Durchgang des starken Stromes zu schnell wieder in den Stromkreis eingeführt, so gelingt der Versuch wegen der Stärke des zurückbleibenden Polarisationsstromes nicht.

(Diese Erscheinungen könnten vielleicht durch die bekannte anfängliche Zunahme der Wirksamkeit der Kette nach der Schliessung, event. die Reinigung der Platinplatten des Voltameters durch den electrischen Process und auch dadurch bedingt sein, dass die beim Schliessen des Polarisationsstromes durch letzteren auf den Platinplatten abgeschiedenen Gase sich, wie bekannt, nicht sogleich mit den in das Platin vorher eingedrungenen Gasen vereinen und so nachher für sich eine Zeit lang electromotorisch wirken.) G. W.

XXXV. ***Rob. Sabine.*** ***Bewegungen verdünnter Säuren auf der Oberfläche einiger Amalgame*** (Phil. Mag. (5) VI. p. 211—216. 1878.).

Auf filtrirte, an dem gelösten Metall ziemlich reichhaltige Amalgame von Kupfer, Zink, Antimon, Zinn, Blei, deren Oberflächen von schwimmenden Metallpartikeln rauh

erscheinen, werden Tropfen von so verdünnter Salpetersäure getropft, dass sich kein Gas entwickelt. Die Tropfen ziehen sich zusammen, wobei die entblöste Quecksilberoberfläche blank und glatt wird, dehnen sich dann wieder aus u. s. f. Der Reihe der erwähnten Metalle nach kann hierbei die Salpetersäure immer verdünnter genommen werden (1 bis 15 Tropfen auf 30 g Wasser). Andere verdünnte Säuren verhalten sich ähnlich. — Amalgame von Platin, Gold und Silber, die gegen Quecksilber electronegativ sind, zeigen die Bewegungen nicht.

Wird der Versuch mit Bleiamalgam unter einer mit Sauerstoff statt mit Luft gefüllten Glasglocke vorgenommen, so werden die Bewegungen lebhafter und regelmässiger; unter Wasserstoff, Kohlensäure, Stickstoff, Leuchtgas hören sie auf. — Ein mit der Säure durch einen Bleidraht und dem Amalgam verbundenes Spiegelgalvanometer zeigt durch die Oscillationen seines Spiegels die Oscillationen des Säuretropfens sehr deutlich an.

Diese Bewegungen sind jedenfalls durch die Ströme zwischen den auf dem Amalgam schwimmenden Partikelchen des gelösten Metalls und dem Amalgam selbst bedingt, wodurch die Säure zersetzt wird. Ist das Metall positiv, so wird hierbei das Quecksilber unter der Säure desoxydirt und blank; der Tropfen zieht sich infolge der geringeren Adhäsion zusammen. Die freie reine Amalgamoberfläche oxydirt sich, wenn Sauerstoff zugegen ist; der Tropfen dehnt sich wieder aus u. s. f.

Diese Erscheinungen schliessen sich vollständig den auf secundäre Oxydations- und Reductionswirkungen zurückgeführten Bewegungen des Quecksilbers als Electrode (vgl. Paalzow 1858. Wied. Galv. (2) I. § 368) an.

Wird auf reichhaltiges Bleiamalgam ein Tropfen starker Salpetersäure getropft, so breitet er sich darauf aus; das Amalgam wird unter demselben dunkel-bleigrau, dann wird es plötzlich weisslich, allmählich wieder dunkel, dann plötzlich wieder weiss u. s. f. Ebenso verhält sich das Amalgam bei völliger Bedeckung mit Salpetersäure. Bei jedem Weiss-

werden zieht es sich zusammen. Werden Säure und Amalgam mit dem Galvanometer verbunden, so zeigt der Ausschlag an, dass bei jedem Aufblitzen die Oberfläche des Amalgams weniger electro-positiv wird. — Auf einer Bleifläche für sich bildet sich unter der Salpetersäure nur eine dunkelgraue Oberfläche, auf Quecksilber unter Gasentwickelung salpetersaures Salz. Wahrscheinlich soll also zuerst durch die Salpetersäure das Blei angegriffen, die gebildete Salz- resp. Oxydschicht dann durchbrochen werden, wobei das Quecksilber angegriffen wird und sich weisses Salz bildet, welches die Einwirkung hemmt, bis neues Blei an die Oberfläche tritt u. s. f. (Vielleicht bedeckt sich auch das Blei mit Superoxyd, wodurch der Strom aufhört resp. sich umkehrt, wo dann das Quecksilber angegriffen wird, bis das Superoxyd verzehrt ist u. s. f. Die Pulsationen wären dann denen beim passiven Eisen ähnlich. G. W.)

G. W.

XXXVI. ***W. E. Ayrton.*** ***Ueber die electrischen Eigenschaften von Wachs und Bleichlorid*** (Chem. News XXXVII. p. 247. Phil. Mag. (5) VI. p. 132—141. 1878.).

Der Brechungsindex des Wachses wächst beim Erstarren; entsprechend steigt die Dielectricitätsconstante beim Abkühlen des Wachses von 80 bis 60° in einem Condensator. Derselbe war aus einer flachen Kupferschale von 19 cm Länge und 17 cm Breite gebildet, welche mit Wachspapier ausgelegt und, nach Befestigung einer reinen Kupferplatte von 12,5 cm Durchmesser darüber, mit Wachs ausgegossen wurde. Der Condensator wurde in der Mitte eines durch concentrirte Schwefelsäure trocken gehaltenen Oelbades auf einem Holzstativ erhitzt. Er wurde darauf durch eine Säule von 75 hintereinander verbundenen Elementen geladen und mit einem sehr empfindlichen Thomson'sches Reflexionsgalvanometer verbunden. Die übrigens bei verschiedenen Versuchen nicht übereinstimmenden Curven der Capacität zeigen alle ein sehr schnelles Ansteigen

derselben bei langsamem Sinken der Temperatur von 80 bis 60° C. und eine bei weiterem Sinken der letzteren darauf folgende Abnahme der Capacität. Die Leitungsfähigkeit steigt mit steigender Temperatur schnell an, nicht aber bei der Schmelztemperatur, was bei einer etwaigen Aenderung des Abstandes der beiden Metallseiten des Condensators eingetreten wäre.

Ein Condensator aus einem Kasten von Kohle, in dem sich durch Glasstücke isolirt eine Kohlenplatte befand, wurde ferner mit geschmolzenem Chlorblei ausgegossen. In anderen Fällen wurde ein Condensator aus Kupfer mit Chlorblei verwendet. Der Widerstand nahm jedesmal mit der Zeit der Electrisirung bei schwachen Strömen zu, bei starken Strömen, deren electromotorische Kraft über 1,75 Volts lag, ab. Da dieser Grenzwerth der zur Zusetzung des Wassers erforderlichen Kraft entspricht, schreibt der Verf. die Resultate der Feuchtigkeit zu. Mit Erhöhung der Temperatur sinkt der Widerstand des Chlorbleis, wie schon E. Wiedemann[1]) beim Nachweis der electrolytischen Leitung desselben gezeigt hat. G. W.

XXXVII. ***Bertin und Ducretet. Explosivvoltameter*** (Mondes XLVI. p. 698—699. 1878.).

Eine umgekehrte Glocke ist unten durch einen Kork geschlossen, durch den zwei, grosse Platinplatten tragende Platindrähte gehen. Ein oben und unten offenes Glasrohr geht durch den Kork nach unten in ein durch einen Kork verschlossenes Reagirglas. Die obere Glocke wird mit verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{10}$) gefüllt. Wird der Strom von 50 Bunsen'schen Elementen durch die Platinelectroden geleitet, so sinkt die Flüssigkeit in der Glocke und es explodirt, wenn dieselbe fast mit Knallgas gefüllt ist, das letztere und die Glocke wird in die Höhe geschleudert. Mit 30 Bunsen'schen Elementen findet keine Ex-

---

1) E. Wiedemann, Pogg. Ann. CLIV. p. 318.

plosion statt; nur hört die Gasentwicklung in einem bestimmten Moment auf, indem sich die unten gebildeten Gase oben wieder vereinen. Bei gewöhnlichem Wasser findet auch mit 50 Elementen keine Explosion, sondern das letztere Phänomen statt. Die Gasentwickelung verschwindet um so eher, je schwächer der Strom ist.

G. W.

XXXVIII. *G. Gore. Ueber die thermoelectrischen Eigenschaften der Flüssigkeiten* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 513—543. 1878. vgl. Beibl. II. p. 436.).

Der Verfasser wendet zwei Apparate an; einmal einen verticalen Glascylinder von 4 Zoll Durchmesser und $1^1/_2$ Zoll Höhe, der oben und unten mit Metallplatten (Platin, Gold, Palladium) geschlossen und mit einer (meist vorher ausgekochten) Flüssigkeit gefüllt war. Die Platin- und Goldplatten waren vor den Versuchen geglüht, nicht die Palladiumplatten. Auf die obere Metallplatte war ein zweiter Glascylinder gepresst, der mit heissem Wasser gefüllt wurde. Bei anderen Versuchen wurden U förmige Röhren mit erweiterten Enden mit der Flüssigkeit gefüllt, deren untere Biegung mit einem oberhalb befindlichen Trichter verbunden war. Spiralförmige Platinplatten, die an dünne Platinröhren angelöthet waren, wurden mittelst letzterer durch Korke in die erweiterten Enden der Röhre eingesetzt, welche mit Blechgefässen zum Erhitzen oder Abkühlen umgeben waren. Die Platinplatten waren mittelst Platindrähten mit dem Galvanometer verbunden. Es wurden sowohl alkalische, wie saure Lösungen verwendet. Findet keine chemische Reaction derselben auf die Metallplatten statt, so ist in alkalischen Lösungen meist das heisse Metall positiv gegen das kalte, der Strom fliesst in der Flüssigkeit von ersterem zu letzterem; in sauren Lösungen ist das heisse Metall negativ. Ausnahmen treten indess bei Lösungen von selenichter Säure, schwefelsaurem Nickel, salpetersaurem Silber, Chromalaun, schwefelsaurem Mangan, auch wohl bei schwefelsaurem Eisen, Kupfer,

u. s. f. ein. Wird die heisse Platte längere Zeit erwärmt, so steigt oft die Stromstärke, z. B. bei Palladium in saurer chromsaurer Kalilösung; Platin, Gold, Palladium in kohlensaurem Natron; Gold, Palladium in kohlensaurem Kali; Platin in Kalilauge u. s. f. Selten sinkt sie. Findet keine chemische Wirkung statt, so ist das Metall fast ohne Einfluss auf die Richtung, wenn auch nicht auf die Stärke der Ströme. Dieselben sind also wesentlich durch die Natur der Flüssigkeit bedingt.

Bei Lösungen von Chromalaun, schwefelsaurem und salpetersaurem Nickel kehrt sich auch die Stromesrichtung um, oder der Strom wird erst stärker, dann schwächer. So wächst z. B. bei Bromnickellösung der Strom beim Erhitzen der einen Platinplatte bis etwa 60° nahe proportional der Temperaturerhöhung, wobei die heisse Platte negativ ist, und nimmt dann ziemlich regelmässig wieder ab u. s. f.

Als Ursache dieser Ströme wird allein die Wärme oder die durch dieselbe erregte chemische Affinität angegeben, nicht die durch dieselbe hervorgerufene chemische Action, da eine solche nicht hervortritt. Da die Ströme auch bei constant bleibender Temperaturdifferenz andauern, können sie nicht der Veränderung der Cohäsion und Adhäsion zugeschrieben werden. Die Ströme sollen also allein thermoelectrische sein und somit die Stromerzeugung mit einem Verbrauch von Wärme verbunden sein. Da alkalische und saure Lösungen meist entgegengesetzt wirken, so scheint die chemische Natur derselben mitzuwirken. Die oben erwähnten Ausnahmen sprechen indess nach Gore für die Allgemeingültigkeit obigen Satzes. Demnach soll die Wärme die Molecularstructur der Flüssigkeiten ändern.

Im Wesentlichen stimmen die Resultate von Gore mit den früher erhaltenen von Pfaff, Buff, Pictet u. A. (Wied. Galv. I. p. 29 u. f.) überein, soweit sie untereinander vergleichbar sind. (Auf den Einfluss der Polarisation ist nicht Rücksicht genommen.) G. W.

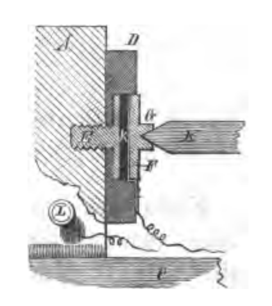
XXXIX. ***Bisson.*** *Ueber die Electromagnete* (C. R. LXXXVI. p. 1548—49. 1878.).

Der Verf. will gefunden haben, dass, wenn man einen weichen Eisenkern nicht wie gewöhnlich vom einen Ende zum andern, dann zurück zum ersten Ende u. s. f. mit Drahtwindungen umgibt, sondern bei Beendigung je einer Windungslage in gerader Richtung zum Ausgangspunkt zurückkehrt, die Tragkraft beim Abreissen und Abgleiten des Ankers, so wie die Anziehung in die Ferne um die Hälfte grösser würde. G. W.

XL. ***Edison's*** *Tasimeter* (Nature XVIII. p. 368—370. 1878.).

Durch die eigenthümliche Rolle, welche die Kohle beim Mikrophon spielt, ist Edison zu der Construction eines äusserst empfindlichen Instrumentes geführt worden, womit sich die Ausdehnung der Körper beobachten lässt.

Auf einer soliden eisernen Fussplatte befinden sich angegossen zwei verticale, kurze und dicke Zapfen (etwa 10 cm von einander entfernt), zwischen denen der auf seine Ausdehnung zu prüfende, stabförmige und an seinen Enden zugespitzte Körper horizontal angebracht wird. In der Verbindungslinie der beiden Zapfen ist zu diesem Zwecke der eine von einer Schraube durchbohrt, deren Ende in einer Höhlung die eine Spitze des zu prüfenden Körpers aufnimmt. Der andere Zapfen trägt dagegen diejenige Vorrichtung, welche das Wesentliche des Instrumentes ausmacht, und wovon obenstehende Figur eine Skizze ist.



In den massiven gusseisernen Zapfen (A), welcher durch eine Klemmschraube (L) mit einer galvanischen Leitung verbunden werden kann, schraubt sich eine Pla-

tinplatte (*E*), welche zugleich eine cylindrisch ausgehöhlte Vulkanitscheibe (*D*) festhält. Gegen die Platinplatte legt sich eine Platte (*k*) von Kohle (*carbon batton*), gegen letztere ein Platinblech (*F*), welches mit dem anderen Pol der galvanischen Leitung verbunden werden kann. Gegen das Platinblech endlich legt sich mit leichtem Druck eine Messingplatte (*G*), welche in einer Höhlung ihrer Mitte das andere Ende des zu prüfenden Körpers (*K*) aufnimmt.

Ist die mit einem galvanischen Element und einem passenden Galvanometer versehene Leitung geschlossen, so machen sich die geringsten Aenderungen in der Längenausdehnung des Körpers (*K*) durch eine Veränderung des Ausschlages am Galvanometer bemerkbar. Die Ausdehnung einer Stange von Hartkautschuk oder von Glimmer durch die Wärme der mehrere Zoll entfernt gehaltenen Hand verursacht z. B. eine Abweichung von mehreren Graden; ebenso die Ausdehnung eines Stabes von Gelatine, dem man auf 2 bis 3 Zoll ein befeuchtetes Papier nähert.

Für feinere Beobachtungen wird das Arrangement der Wheatstone'schen Brücke vorgeschlagen, wo das Instrument einen der vier Zweigtheile bildet, während in der Brücke sich ein Thomson'sches Spiegelgalvanometer befindet.

W. F.

XLI. *G. Planté. Wandernde electrische Funken* (C. R. LXXXVII. p. 325—328. 1878.).

Einer der zur Construction der rheostatischen Maschine verwendeten Glimmercondensatoren wird auf eine isolirte, mit dem einen Pol der secundären Batterie unter Einschaltung einer Glasröhre voll Wasser in ihren Schliessungskeis verbundene Metallplatte gelegt. Wird seine obere Belegung mit dem andern Pol berührt, so schlägt zuweilen ein Funken über, wo der Glimmer zu dünn oder eingerissen ist. Dieser Funken wandert in Form einer kleinen leuchtenden Kugel mit einem Geräusch und zeichnet auf der Zinnplatte des Condensators eine tiefe,

gewundene und unregelmässige Furche, die auch verzweigt und unterbrochen sein kann. Zuweilen bleibt auch der Funken an einer Stelle. Die Glimmerplatte ist auf dem Wege des Funkens völlig durchbrochen und an den Rändern des Durchbruches ist das Zinn beiderseits zu einer Reihe kleiner Kugeln geschmolzen. Es entsteht also ein kleiner wandernder Lichtbogen, der, wie bei den Kerzen von Jabloschkoff, durch das Weissglühen des Glimmers noch heller wird.

Bei den kugelförmigen Blitzen soll sich analog an ihrer Ausgangsstelle eine Art Condensator bilden, dessen Belegungen die obere feuchte, stark electrisirte Luftsäule und der Boden, dessen Isolator die zwischenliegende Luftschicht herstellen. Es erglüht dann die letztere und die Entladung schreitet allmählich von selbst von Ort zu Ort vor.

G. W.

Literatur-Uebersicht.

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akademie.

Fr. Exner. *Ueber die Electrolyse des Wassers (LXXVII. 9. Mai 1878. Erscheint in den Annalen), p. 1—27.*

Fr. Wächter. *Ueber das relative Volumen der Atome (LXXVII. 9. Mai 1878), p. 1—17.*

Jg. Klemenčič. *Beobachtungen über die elastische Nachwirkung am Glase (LXXVIII. 7. Juli 1878), p. 1—19.*

Kolbe, Journal f. prakt. Chemie. 1878. Bd. XVIII. Heft 11—14.

J. Thomsen. *Thermochemische Untersuchungen. XXVIII. Ueber die Constitution der wasserhaltigen Salze (XXVII), p. 1—63.*

Dingler Journal. 1878. Bd. CCXXIX. Heft 6.

Plettner. *Apparat zur Bestimmung des specifischen Gewichtes gasförmiger Körper, p. 537—538.*

Fr. Kick. *Ueber die „Constanz der Dichte“ bei allmählicher Formänderung fester Körper, p. 559—560.*

Polytechnisches Notizblatt. 1878. Bd. XXXIII. Nr. 18.

Böttger. *Ueber eine an der Clamond'schen Thermosäule angebrachte Verbesserung, p. 286.*

— *Hervorrufung rotatorischer Bewegungen des Quecksilbers, p. 286—287.*

Photographische Mittheilungen. 1878. Bd. XVI. Heft 5 u. 6.

W. de W. Abney. *Ueber Photographie der am wenigsten brechbaren Strahlen des Spectrums und einige photographische Erscheinungen, 113—118.*

— *Ueber Solarisation und Lichthöfe, 139—142.*

Comptes rendus. 1878. T. LXXXVII. Nr. 14—15.

Bouillaud. *Remarques sur le phonographe et le téléphone, p. 473—477.*

J. Boussinesq. *Des pertes de charge qui se produisent dans l'écoulement d'un liquide, quand la section vive du fluide éprouve un accroissement brusque, p. 491—494.*

Aymonnet et **Meiquenne.** *Des minima produits dans un spectre calorifique par l'appareil réfringent et la lampe qui servent à la formation de ce spectre, p. 494—497.*

J. Joubert. *Sur le pouvoir rotatoire du quartz et sa variation avec la température, p. 497—499.*

Hirn. *Observations à propos d'une communication récente de M. Gouey sur un appareil gyroscopique, p. 509—510.*

— *Sur un cas singulier d'échauffement d'une barre de fer, p. 510—512.*

Daubrée. *Observations relatives à la communication précédente de M. Hirn, p. 512.*

Th. du Moncel. *Observations au sujet de la note de M. Bouillaud inserée aux Comptes rendus de la séance précédente, p. 512—513.*

H. F. Weber. *Deux remarques au sujet de la relation générale entre la pression et la température déterminée par M. Lévy, p. 517—519.*

J. Boussinesq. *Sur la manière dont se distribue entre ses points d'appui le poids d'un corps dur, posé sur un sol poli, horizontal, élastique etc., p. 519—522.*

Gouey. *Sur un nouveau pendule gyroscopique, p. 526—529.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1878. T. XV. Sept.

Bertin. *Note sur les propriétés optiques des feuilles de gélatine, p. 129—132.*

L. Cailletet. *Recherches sur la liquéfaction des gaz (enthält eine Zusammenstellung der bereits früher in den Beibl. referirten Arbeiten von Cailletet), p. 132—144.*

Les Mondes. 1878. T. XLVII. Nr. 5—7.

A. Gannal. *Deusimètre hydrostatique, p. 156—160.*

— *Note sur les propriétés, la préparation et les emplois du chlorure de méthyle, p. 249—256.*

E. van der Mensbrugghe. *Études sur les variations d'énergie potentielle des surfaces liquides, p. 278—283.*

Philosophical Magazine. 1878. (5) VI. October.

A. M. Worthington. *On the blue colour of the sky, p. 267—270*

Lord Rayleigh. *Note on acoustic repulsion, p. 270—271.*

S. P. Thompson. *On certain phenomena accompanying rainbows, p. 272—274.*

R. S. Ball. *On the principal screws of inertia of a free or constrained rigid body, p. 274—280.*

W. C. Unwin. *On the discharge of water from orifices at different temperatures, p. 281—287.*

Chemical News. 1878. Vol. XXXVIII. Nr. 984—986.

A. P. Nogues. *Symbolic points or graphic relations between the atomic weights and the atomic volumes of simple bodies, p. 170 - 171.*

P. Casamajor. *Verification of graduated glass vessels and areometers from 4° to 45° C., p. 171—172.*

J. Bottomley. *On some colorimetrical experiments, p. 191—193.*

A. A. Michelson. *Experimental determination of the velocity of light, p. 197—198.*

Th. A. Edison. *Telephone relay, p. 198.*

Silliman Journal (3). 1878. XVI. Oct.

A. M. Mayer. *On the morphological laws of the configurations formed by magnets floating vertically and subjected to the attraction of a superposed magnet, p. 247—256.*

J. Ch. Draper. *On thc presence of dark lines in the solar spectrum, which correspond closely to the lines of the spectrum of oxygen, p. 256—265.*

Gazzetta chimica italiana. 1878. VIII. Heft 6 -7.

L. Cresti. *Un regolatore della temperatura per le stufe a gaz ad uso dei laboratori di chimica, p. 292—294.*

R. Schiff. *Sull' acide metanitrocinnamico, p. 294—297.*

G. Strüver. *Sulla forma cristallina di alcuni derivati della santonina, p. 320—350.*

Separatabzüge.

A. Kossel. *Ueber die chemischen Wirkungen der Diffusion (Ztsch. f. physiol. Ch. 1878), p. 158—176.*

D. J. Korteweg. *Over voortplantings-snelheid van golven in elastische buizen (Inaug.-Diss. Leiden 1878), p. 1—159.*

C. F. Koch. *Ueber physikalische Aufgaben (Programm der Realschule I. Ord. zu Erfurt 1878), p. 1—32.*

Thürmer. *Ueber die Einwirkung des Erdstromes auf ein um eine verticale Axe drehbares galvanisches Rechteck (viertes Programm der Realschule II. Ord. zu Leisnig 1878), p. 1—16.*

Muthreich. *Zusammenstellung der radiometrischen Beobachtungen u. der zu ihrer Erklärung gegebenen Theorien (Programm der Friedrich-Wilhelmschule in Grünberg i/S. 1878), p. 3—36.*

L. Leonh. Weber. *Ueber die Temperatur der Maximaldichtigkeit für destillirtes Wasser (Separatabz. aus d. III. Bericht der Commission zur Untersuchung d. deutschen Meeres), p. 1—32.*

Fr. Weber. *Kritische Bemerkungen zu der Entdeckung des Herrn Börnstein über den Einfluss des Lichtes auf den electrischen Leitungswiderstand von Metallen (Wolf, Z. S. XXII. 1878), p. 335—345.*

M. Rozsnayay. *Studien über die qualitative u. quantitative chemische Analyse der Chinaalkaloide mit Hülfe des Mikroskopes (Arad. Ungerleider 1878), p. 1—45.*

J. B. Rostalski. *Die Erweiterung des Poiseuille'schen Gesetzes auf verzweigte Capillarröhren (Inaug.-Diss. Breslau, Bresl. Genossenschaftsbuchdruckerei 1878), p. 1—28.*

Fleming Jenkin. *On the application of graphic methods on the determination of the efficieny of machinery (Trans. of the Roy. Soc. of Edinburgh. XXVIII. 1877), p. 1—35.*

E. Cohn. *Ueber das thermo-electrische Verhalten gedehnter Drähte (Inaug.-Dissert. Strassburg. Neustrelitz, G. F. Spalding u. Sohn. 1878), p. 1—40.*

O. Baer. *Ueber die Bewegung der Wärme in einer homogenen Kugel (Progr. du Collège royal français in Berlin 1878), p. 1—36.*

P. Raths. *Die Theorie der Leydner Flasche nach Anleitung von Green: An essay on the application of mathematical analysis to the theories of electricity and magnetism (Inaug.-Dissert. Jena, W. Ratz 1878), p. 1—47.*

Gustav Schmidt. *Die innere Pressung (Separatabz. aus der öst. Ing. und Arch. Ver. Heft 5. 1877), p. 1—2.*

— *Einfache Ableitung der Euler'schen Bewegungsgleichungen (Vorgetr. in der K. böhm. Ges. d. Wissenschaften), p. 1—3.*

— *Ueber den Stauchungspfeil (Separatabz. aus Techn. Blätter 1877. Heft 3), p. 1—4.*

R. Rühlmann. *Ableitung der Formeln für Messungen der Meerestiefen mit Hilfe des Manometers (Separatabz. aus dem V. Jahresber. d. naturwiss. Ges. in Chemnitz 1878), p. 1—7.*

1878. BEIBLÄTTER № 11.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. *J. G. Butcher. Ueber zähe Flüssigkeiten in Bewegung* (Proc. Lond. Math. Soc. VIII. Nr. 110. 111. 112. 34 pp. 1878.).

Um die Erscheinungen bei zähen Körpern, und vor allem die sogenannte elastische Nachwirkung, erklären zu können, stellt der Verfasser [1]) folgende, ihm zum Theil von Cl. Maxwell angegebene Betrachtungen an. Die Körper bestehen aus kleinen Gruppen von Molecülen, die in Bezug auf Zustand und Eigenschaften verschieden sind. Sie lassen sich so in Klassen ordnen, dass für jede derselben eine gewisse Spannung, die „Elasticitätsgrenze", nöthig ist, um sie so zu deformiren, dass sie nicht wieder in ihren ursprünglichen Zustand zurückkehren. Enthält ein Körper eine einzige Klasse von Molecülen, für die die Elasticitätsgrenze einen bestimmten, endlichen Werth besitzt, so verhält sich der Körper für Spannungen unter diesem Werth wie ein elastischer, über demselben, wie ein elastisch-plastischer Körper. Hat die Elasticitätsgrenze den Werth Null, so ist dadurch die Fluidität bestimmt. Die Molecularbewegung ist dann so beschaffen, dass schon bei den geringsten Spannungen ein Theil der Gruppen seine Gleichgewichtslagen verlässt und andere annimmt; je kleiner die Zahl der schon durch die Molecularbewegungen aus ihrer stabilen Gleichgewichtslage durch eine labile in neue stabile übergehenden Molecüle, um so zäher ist der Körper. Bei den Körpern, wo die Elasticitätsgrenze grösser als

1) In mancher Hinsicht ist die Grundanschauung der von Pfaundler bei Gelegenheit seiner Betrachtungen über Regelation entwickelten ähnlich.

Null ist, findet nach einer Gestaltsänderung eine allmähliche Rückkehr in den früheren Zustand statt; ist sie aber Null, so gibt der Körper allmählich einem Zuge nach und zeigt keine Neigung zurückzukehren, wenn die Spannung nachlässt.

Betrachten wir die letzteren Körper, die Flüssigkeiten, so können wir annehmen, dass bei einer bestimmten Temperatur der Theil m der Gruppen, der während der Zeit δt unverändert geblieben und der n, der sich verändert hat, bei langsamen Bewegungen constant ist. Nach der Zeit δt wird daher ein Theil $\frac{m}{m+n}$ der gesammten Gruppen unverändert geblieben sein, nach $2\delta t$ ein Theil $\left(\frac{m}{m+n}\right)^2$, nach $r\delta t$, $\left(\frac{m}{m+n}\right)^r$, sodass, je länger die Spannung anhält, um so weniger die ursprünglichen Gruppen unverändert bleiben. Bei Flüssigkeitsbewegungen müssen wir beachten, dass sie einer anhaltenden Spannung allmählich, nicht momentan nachgeben.

Nehmen wir nun an, ein Körper bestehe aus Klassen von Molecülen A, die durch Spannungen x_1, x_2 ... zersetzt werden, und enthalte auch Molecüle B, für die die Elasticitätsgrenze 0 ist, dann sind die auftretenden Zustände folgendermaassen definirt:

I. Der Körper kehrt nach lang anhaltender Spannung in seine ursprüngliche Lage zurück, er ist elastisch. Es fehlen die Gruppen B merklich, zugleich müssen aber alle Spannungen kleiner als x_1, x_2 ... sein.

II. Wenn der Körper nach der Spannung nur theilweise zurückkehrt. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1) Wenn er theilweise nach einer lang-, ganz nach einer kurzanhaltenden Spannung zurückkehrt. Es sind dann die Gruppen A und B, die letzteren aber in sehr geringer Zahl, vorhanden. Der Körper heisst elastisch-zähe. Keine der Spannungen darf grösser als x_1, x_2 ... sein.

2) Wenn er nach kurzer Spannung nur theilweise zurückkehrt.

a) Ist dies bei unendlich kleiner Spannung der Fall,

so müssen A und B vorhanden sein, A aber in geringer Zahl. Der Körper ist elastisch-zähe.

b) Dasselbe Phänomen lässt sich beobachten, wenn einige der Spannungen einige der Grössen x_1, x_2... übersteigen. Dies ist bei den meisten Metallen der Fall; sind die Gruppen A und B vorhanden, so heisst der Körper elastisch-plastisch-zähe (alle Gruppen B und einige A werden zerstört); ist A allein vorhanden, elastisch-plastisch (einige Gruppen A werden verändert).

III. Der Körper kehrt gar nicht zurück.

1) Wenn dieses nach einer langen Spannung beobachtet wird und genügt eine unendlich kleine, so ist nur die Gruppe B vorhanden; der Körper heisst zähe; muss die Spannung aber eine bestimmte Grösse haben, so müssen Gruppen A und B gegenwärtig sein, der Körper ist plastisch-zähe.

2) Wird die Erscheinung III schon nach einer kurzen Spannung beobachtet, so müssen, wenn dies schon nach unendlich kleinen Spannungen beobachtet wird, nur Gruppen B vorhanden sein, der Körper besitzt eine vollkommene Fluidität; im entgegengesetzten Falle sind nur Gruppen A vorhanden, die Spannung übersteigt einen oder mehrere der Werthe x_1, x_2..., der Körper heisst plastisch.

Betrachten wir die einfache Zähigkeit. Es seien u, v, w die Componenten der Geschwindigkeit in einem Punkte (x, y, z) der Flüssigkeit. Es seien die Verrückungen und Spannungen wie in der Elasticitätslehre:

$$s_1, s_2, s_3; \quad U, V, W; \quad N_1, N_2, N_3; \quad T_1, T_2, T_3,$$

wo $s_1 + s_2 + s_3 = \vartheta$ die Dilatation der Substanz in der Nähe von x, y, z ist.

Wäre der Körper ein elastischer fester und α, β, γ die Verrückungscomponenten in der Nähe von x, y, z, so wäre:

$$s_1 = \frac{d\alpha}{dx}, \quad \frac{ds_1}{dt} = \frac{du}{dx}, \quad \frac{dU}{dt} = \frac{dv}{dx} + \frac{dw}{dy} \quad \text{u. s. f.}$$

Für eine vollkommene Flüssigkeit werden alle Spannungen sich auf eine einfache Contraction und Dilatation der Substanz reduciren. Bei einem zähen Körper

wird ein Theil der Molecüle ihre Lagen in der Zeiteinheit verlassen. Berechnet man die Aenderung der Spannung in der Zeiteinheit, so muss man annehmen, dass diese Gruppen in einen der vollkommenen Fluidität entsprechenden Zustand übergegangen sind. Beim Beginn jeder neuen Zeiteinheit sind alle Gruppen des Elementes wieder in demselben mittleren Zustand, wie zu Beginn des Anfangszustandes. Es sei m die Zahl der Gruppen, die in der Zeiteinheit ihren Zustand nicht ändern, n die Zahl derer, die ihn ändern von $(s_1, s_2, s_3; U, V, W)$ in $(\frac{1}{3}\vartheta, \frac{1}{3}\vartheta, \frac{1}{3}\vartheta; 0, 0, 0)$. Betrachten wir die m-Gruppen am Ende der Zeit δt. In jeder dieser Gruppen hat sich s_1 in $s_1 + \frac{ds_1}{dt}\delta t$ verwandelt. In jeder der n-Gruppen ist s_1 in $\frac{1}{3}\vartheta$ übergegangen. Es ist aber die Aenderung der Spannung in dem Element gleich der Aenderung der Spannung in den m-Gruppen, die sich wie elastische Gruppen verhalten, plus der Aenderung der Spannung in den n-Gruppen, die einen plötzlichen Sprung zeigen:

$$m\frac{ds_1}{dt} = m\frac{du}{dx} + n(\tfrac{1}{3}\vartheta - s_1).$$

Setzen wir $\frac{n}{m} = l$ (eine nur von der Temperatur abhängige Constante), so ist:

$$\frac{ds_1}{dt} = \frac{du}{dx} - l(s_1 - \tfrac{1}{3}\vartheta).$$

Ganz ähnlich ist:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dv}{dx} + \frac{dw}{dy} - lU.$$

Bezeichnet nach Thomson ν die Rigidität des Körpers, k den Widerstand gegen eine Dilatation, so ist:

$$N_1 = (k - \tfrac{2}{3}\nu)\vartheta + 2\nu s_1, \qquad T_1 = \nu U.$$

Setzen wir diese und ähnliche Ausdrücke in die allgemeine Bewegungsgleichung ein, so finden wir:

$$(1)\quad \frac{1}{l + \frac{d}{dt}}\left\{\left(kl + (k + \tfrac{1}{3}\nu)\frac{d}{dt}\right)\frac{d\vartheta}{dx} - \nu\Delta^2 u\right\} + \varrho\left(X - \frac{du}{dt}\right) = 0.$$

Zugleich ist $\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz}$ und $\Delta^2 = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$.

Ist l gross im Verhältniss zu $\frac{d}{dt}$, also die Zähigkeit klein und die Bewegung nicht sehr veränderlich, so wird (1), wenn man $-p = C + \varkappa\vartheta$, $\frac{\nu}{l} = \mu$ gleich dem Zähigkeitscoëfficienten setzt:

$$\frac{dp}{dx} + \mu\,\Delta^2 u = \varrho\left(X - \frac{du}{dt}\right); \quad N_1' = p + 2\mu\frac{du}{dx}; \quad T_1 = \mu\left(\frac{dv}{dz} + \frac{dw}{dy}\right).$$

Ist die Flüssigkeit incompressibel, so ist noch:

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0.$$

Ist l klein, so nimmt der Spannungszustand langsam ab und kann, wie beim Canadabalsam, mittelst polarisirten Lichtes beobachtet werden. Die Gleichung (1) wird dann:

$$(\varkappa + \tfrac{1}{3}\nu)\frac{d\vartheta}{dx} - n\,\Delta^2 u + \varrho\left(X - \frac{du}{dt}\right) = 0,$$

wo n eine Constante ist.

Diese Gleichung hat dieselbe Gestalt wie die, welche die Bewegung elastischer Körper bestimmt, nur dass hier statt der relativen Verrückungen Geschwindigkeiten eintreten.

l ist eine der Zeit umgekehrt proportionale Constante; diese Zeit selbst, die Zeit der Abspannung der Starrheit (time of relaxation of rigidity), beträgt nach Maxwell für Canadabalsam etwa $\frac{1}{10}$ Secunde, für Luft $\frac{1}{5 \times 10^9}$ Secunden. In Eisen ist sie vielleicht 12 Stunden oder mehr für geringe Spannungen.

Zu obigen Gleichungen kommen die bekannten für die freien Oberflächen. Für die Berührungsflächen zwischen Flüssigkeiten und festem Körper ist dagegen:

$$\lambda u = \mu\frac{du}{dy},$$

wo λ der Coefficient der äusseren Reibung ist.

Von diesen Gleichungen ausgehend bestimmt der Verf.:

1) Die Bewegung des Schalles in einer geraden Röhre.

Ist u die Geschwindigkeit der Schwingungsbewegung, so ist:

$$u = Ae^{-ct} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(bt - x) + B\right),$$

wo λ die Wellenlänge:

$$c = \frac{2\pi^2}{\lambda^2}\frac{\mu}{D}; \qquad b^2 = \varkappa - \frac{\pi^2 \mu^2}{\lambda^2 D^2}.$$

Die Reibung bedingt also eine Verminderung der Intensität des Tones in geometrischer Progression, wenn die Zeit in arithmetischer wächst, und eine Verminderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit, so dass die höchsten Töne am langsamsten fortschreiten.

2) Ausfluss des Wassers durch eine Capillarröhre.

3) Bewegung einer incompressiblen Flüssigkeit von gleichförmiger Dichte, die innerhalb zweier concentrischer Kreisringe rotirt.

4) Ausfluss durch eine Röhre von endlichen Dimensionen, deren horizontaler Querschnitt ein Theil zweier concentrischer Kreise ist.

Ueber die Bewegung plastisch zäher Flüssigkeiten.

Wir betrachten zunächst nicht die von der Zähigkeit herrührenden Kräfte und haben in Gleichungen die folgenden zwei Thatsachen ausdrücken.

1) Wenn die Tangentialcomponente des Druckes den grössten Werth annimmt, hat sie den constanten Werth k wie aus den Versuchen von Tresca folgt; 2) wenn die Tangentialspannung den grössten Werth annimmt, so ist die relative Gleitungsgeschwindigkeit am grössten.

p_1, p_2, p_3 seien in einem Punkt die Hauptdrucke, ihre Richtungen seien die Hauptaxen. Wir betrachten die Zugoberfläche r sei der Radiusvector (mit den Richtungscosinusen l, m, n) der Oberfläche senkrecht zu der Ebene, parallel deren wir die Tangentialspannung betrachten wollen. Es sei p senkrecht zur Tangentialebene am Ende von r, dann ist der resultirende Zug durch die Ebene $= \frac{1}{pr}$, er wirkt längs p.

Der resultirende tangentiale Zug ist:

$$T = \frac{1}{pr}\sqrt{1 - \frac{p^2}{r^2}},$$

dann ist: $T^2 = l^2 m^2 (p_1 - p_2)^2 + m^2 n^2 (p_2 - p_3)^2 + n^2 l^2 (p_3 - p_1)^2$.

Soll dies mit der Bedingung, dass $l^2 + m^2 + n^2 = 1$, zu einem Maximum werden, so folgen daraus die Relationen:

$$\begin{array}{llll} l^2 = \frac{1}{2}, & m^2 = \frac{1}{2}, & n^2 = 0, & T = \frac{1}{2}(p_1 - p_2), \\ l^2 = \frac{1}{2}, & m^2 = 0, & n^2 = \frac{1}{2}, & T = \frac{1}{2}(p_3 - p_1), \\ l^2 = 0, & m^2 = \frac{1}{2}, & n^2 = \frac{1}{2}, & T = \frac{1}{2}(p_2 - p_3). \end{array}$$

Es halbirt also die Richtung der grössten Tangentialspannung den Winkel zwischen zwei der beiden Hauptdrucke und zwar, wie leicht einzusehen, zwischen dem grössten und kleinsten, und die Grösse derselben ist gleich der halben Differenz der beiden Drucke. Bilden wir daher die cubische Gleichung, deren Wurzeln die Quadrate der Differenzen der Hauptdrucke sind, so muss dieser Gleichung genügt werden, wenn wir $4k^2$ für die Unbekannte substituiren. Haben N_1, N_2, N_3; T_1, T_2, T_3 die gewöhnliche Bedeutung, so wird dann:

$$(1) \qquad 4(4k^2 + q)^2 (k^2 + q) + 27 r^2 = 0,$$

wenn in der allgemeinen Gleichung:

$$x^3 + qx - r = 0,$$

$$q = N_2' N_3' + N_3' N_1' + N_1' N_2' - T_1^2 - T_2^2 - T_3^2,$$
$$r = N_1' T_1^2 + N_2' T_2^2 + N_3' T_3^2 - N_1' N_2' N_3' - 2 T_1 T_2 T_3,$$
$$N_1' = N_1 - \tfrac{1}{3}(N_1 + N_2 + N_3) \text{ u. s. f.}$$

Wie wir fanden, dass die Richtung der grössten tangentialen Spannung den Winkel zwischen der grössten und kleinsten Axe des Ellipsoides:

$$N_1 x^2 + N_2 y^2 + N_3 z^2 + 2 T_1 yz + 2 T_2 zx + 2 T_3 xy = C$$

halbirt, so halbirt auch die Richtung der grössten tangentiellen Geschwindigkeit den Winkel zwischen der grössten und kleinsten Axe eines Ellipsoides:

$$2\frac{du}{dx}x^2 + 2\frac{dv}{dy}y^2 + 2\frac{dw}{dz}z^2 + 2\left(\frac{dv}{dz} + \frac{dw}{dy}\right)yz + 2\left(\frac{dw}{dx} + \frac{du}{dz}\right)zx$$
$$+ 2\left(\frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx}\right)xy = C'.$$

Da die obigen zwei Richtungen zusammenfallen, so müssen es auch die Ellipsoidaxen thun, woraus folgt:

$$(2)\quad \frac{N_1 - N_2}{2\left(\frac{du}{dx} - \frac{dw}{dz}\right)} = \frac{N_2 - N_3}{2\left(\frac{dv}{dy} - \frac{dw}{dz}\right)} = \frac{T_1}{\frac{dv}{dz} + \frac{dw}{dy}} = \frac{T_2}{\frac{dw}{dx} + \frac{du}{dz}} \text{ u. s. f.}$$

Diese Gleichung (2) mit der Gleichung (1) und den bekannten Elasticitätsgleichungen:

$$(3)\quad \frac{dN_1}{dx} + \frac{dT_3}{dy} + \frac{dT_2}{dz} = \varrho\left(\frac{du}{dt} - X\right), \quad \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} = 0 \text{ u. s. f.}$$

bestimmen N_1, N_2, N_3; T_1, T_2, T_3; u, v, w. Zu den Gleichungen (3) können wir noch auf der linken Seite die Glieder hinzufügen, die von der Zähigkeit herrühren, nämlich: $-\frac{dp}{dx} - \mu\Delta^2 u$; $-\frac{dp}{dy} - \mu\Delta^2 v$; $-\frac{dp}{dz} - \mu\Delta^2 w$.

Der Verf. untersucht diese Gleichungen für die Fälle 1) dass nur zwei Dimensionen vorhanden sind, 2) dass ein plastischer Körper aus einer engen Röhre von constantem Querschnitt ausfliesst, 3) dass ein plastisch-elastischer Körper aus einer Röhre mit kreisförmigem Querschnitt vom Radius a strömt, die unter einem kleinen Winkel α gegen den Horizont geneigt ist. Es ist die Geschwindigkeit u in einem Abstand r von der Axe der Röhre, wenn c eine Constante ist:

$$u = -\frac{c - g\varrho \sin\alpha}{4\mu k}(a^2 - r^2) + \frac{a - r}{\mu}.$$

Endlich betrachtet er noch die Bewegung einer plastisch-zähen Substanz, die in einem concentrisch kreisförmigen Ring rotirt. E. W.

II. ***Terquem.*** ***Ueber die Hervorbringung Plateau'scher Lamellen*** (C. R. LXXXVI. p. 1057—58. 1878.).

Der Verfasser wendet eine schon früher von ihm angegebene Mischung von Seifen- und Zuckerlösung an. Statt Plateau'sche Gleichgewichtsfiguren ganz mit festen Drähten zu begrenzen, hat er auch theilweise biegsame Fädenzur Begrenzung benutzt. Er verband zwei horizontale Stäbchen

durch zwei verticale biegsame Fäden. Taucht man dieses System in eine Lösung, so bildet sich eine Lamelle, welche durch zwei gerade Linien und zwei Kreisbogen begrenzt ist. Bezeichnet l den Abstand (der Befestigungspunkte) der beiden biegsamen Fäden, R den Radius der beiden Kreisbögen, φ das Complement des Winkels, unter welchem die Kreisbögen gegen die unteren Stäbe anlaufen, f die Oberflächenspannung, p das spannende Gewicht, so ist:

$$p = 2f(l + 2R \cos \varphi).$$

Ist H der ursprüngliche Abstand der beiden horizontalen Stäbchen, H' der Abstand derselben, wenn eine Lamelle zwischen beiden sich befindet, so ergibt sich φ aus den beiden Gleichungen:

$$2R\varphi = H; \qquad H' = 2R \sin \varphi.$$

Terquem hat diese Formel geprüft und daraus für f den Werth 2,79 mg gefunden. Durch fallende Tropfen findet er $f = 3{,}47$. Diese von einander so erheblich abweichenden Werthe, glaubt der Verf., könnten daher rühren, dass die Dicke der Seifenlamelle kleiner gewesen sei als der doppelte Radius der Wirkungssphäre. (Eine andere Erklärung für diese Erscheinung wäre die, dass sich auf den Lamellen getrennte und ausgedehnte Schichten von verschiedener Capillarconstante bilden, eine Ansicht, die der Referent demnächst in den Annalen weiter auszuführen gedenkt.)

Br.

III. ***H. Edmond's Phonoskop*** (Dingl. J. CCXXIX. p. 298 —299. Engineer. XLV. p. 421. 1878.).

Das Ende eines Sprechrohres ist mit einem Messingblättchen bedeckt, auf das selbst wieder ein Platinstreifen gelöthet ist, der beim Sprechen einen Metallstift an einem Messingstreifen berührt. Verbindet man den einen Streifen mit dem einen Pol, den andern mit dem andern Pol einer galvanischen Kette und schaltet in den Stromkreis eine rotirende Gassiot'sche Vacuumröhre, so wird die Zahl der Strahlen des leuchtenden Sternes, der Zahl der Unter-

brechungen entsprechen, falls die Rotation und die Unterbrechungen nicht zu schnell erfolgen. Zwei harmonische Töne geben zwei übereinander gelagerte Sterne, von denen der eine glänzend, der andere nebelig erscheint. Unharmonische Töne geben verworrene Strahlen. E. W.

IV. ***De Heen.*** *Ueber die Fluidität der Flüssigkeiten* (Bull. de l'ac. Roy. Belg. (2) XLV. p. 798—816. 1878.).

V. ***Valerius, Montigny und Donny.*** *Berichte darüber* (ibid. p. 734—743.).

Der Verfasser bestimmt die Zeit, die eine Kugel [1]) braucht, um eine bestimmte Höhe in einer Flüssigkeit zu durchfallen. Es soll dann diese ein Maass für die Fluidität abgeben, d. h. für die grössere oder kleinere Leichtigkeit, mit der sich die Molecüle aneinander verschieben. Auf die Ungenauigkeit der Methode und darauf, dass durch sie die obige Grösse eigentlich gar nicht gemessen wird, haben schon die Referenten an die Brüsseler Akademie hingewiesen. Ein grosser Theil der früheren Litteratur über den betreffenden Gegenstand, so vor allem die Versuche von Sprung, bei denen der Ausfluss aus Capillarröhren untersucht wurde, ist dem Verf. unbekannt. Selbst die von ihm citirten Arbeiten müssen ihm jedenfalls nur in sehr schlechten Auszügen zugänglich gewesen sein, da G. Wiedemann seine Bestimmungen mittelst der später von Sprung benutzten Methode und nicht, wie de Heen angibt, mittelst schwingender Platten angestellt hat. Eine Wiedergabe der Zahlenwerthe dürfte überflüssig sein.

E. W.

VI. ***A. W. Hofmann.*** *Notiz über Dampfdichtebestimmung* (Chem. Ber. XI. p. 1684—85. 1878.).

Der Verfasser theilt zunächst eine modificirte Verdrängungsmethode mit. Anstatt des gewöhnlichen U-Rohres

---

1) Diese Methode ist bereits von Pisati beim geschmolzenen Schwefel, wo die übrigen Methoden kaum angewandt werden können, benutzt worden.

wird ein eben solches angewandt, jedoch an einem Ende mit einem erweiterten, geschlossenen Ansatzrohr, in das die Substanz eingeführt wird. Beim Erwärmen wird das Niveau des Quecksilbers im offenen Schenkel durch die Spitze eines Trichterrohres markirt und nach dem Erkalten durch Zugiessen aus einem graduirten Gefässe wieder hergestellt, sodass man aus der Menge des zugegossenen Quecksilbers das Dampfvolumen berechnen kann.

Um ferner Dampfdichten bei sehr hoher Temperatur im Vacuum zu bestimmen, bringt man die Substanz in ein an dem offenen Ende ausgezogenes Einschmelzrohr, welches dann luftleer gemacht und zugeschmolzen wird. Während man in der so vorbereiteten Röhre die Substanz zum Verdampfen bringt, gestattet man durch Abbrechen der Spitze der Luft den Zutritt und schmilzt dann wieder zu, um durch nochmaliges Abbrechen nach dem Erkalten unter Quecksilber mittelst des Volumens der eingedrungenen Luft das Dampfvolumen berechnen zu können, vorausgesetzt, dass man eine sehr geringe Gewichtsmenge Substanz genommen hat.

Rth.

VII. ***L. Troost. Eine neue Methode das Aequivalentvolumen flüchtiger Substanzen zu ermitteln. Aequivalent des Dampfes von Chloralhydrat*** (Ann. de chim. et de phys. (5) XIII. p. 407—428. 1878.).

Unter Bezugnahme auf ein früheres Referat der „Beiblätter" (Bd. I. p. 279—281), welches nach einem Auszug in den Comptes Rendus (LXXXIV. p. 708—713) schon vollständig die Theorie der Troost'schen Methode enthält, ebenso wie die Art der Versuche mit dem Hofmann'schen Apparat, geben wir im Folgenden die von Troost gefundenen Zahlen-Resultate.

Bei der einen Reihe (Tabelle I) von Versuchen wird das Chloralhydrat erst dann eingeführt, nachdem bereits das vorher eingeführte neutrale Kaliumoxalat seine Dissociationsspannung erlangt und eine bestimmte Menge Wasserdampf ausgestossen hat. Bei der anderen Versuchs-

reihe (Tabelle II) wird zuerst ein bekanntes Gewicht des Chloralhydrats zur Verdampfung gebracht und dann erst das Kaliumoxalat eingeführt, nachdem jedoch letzteres im Trockenraum bei 100° vollständig entwässert worden ist. g bezeichnet das Gewicht des Chloralhydrats in Grammen; p in Tab. I den Druck in Millimetern gleich nach der Einführung des Chloralhydrats, in Tab. II vor der Einführung des Kaliumoxalats; T die Temperatur des Dampfes; p_1, p_2, p_3, p_4, p_5 sind die nach $^1/_2$, 2, 5, 9, 12 Stunden nach der Einführung gemessenen Drucke; Π ist der hypothetische Druck für den Fall der vollständigen Dissociation, π für den entgegengesetzten Fall.

Tabelle I.

g	0,1295	0,130	0,134	0,124	0,256	0,239	0,214	0,197
T	78,4	78,4	78,4	78,4	99,5	99,5	99,5	99,5
p	176,0	172,0	188,0	162,8	396,5	386,0	366,0	364,5
p_1	174,5	171,5	187,0	162,8	395,5	384,5	364,0	364,0
p_2	171,0	170,2	182,0	162,8	393,0	382,0	360,0	362,6
p_3	169	170,2	176,0	162,8	389,0	376,0	355,5	361,4
p_4	167	170,2	173,0	162,8	385,5	374,7	354,8	354,2
p_5	166,9	170,2	173,0	162,8	382,5	374,7	354,8	358,2
Π	119,7	120	124	115	314,5	307,0	290,8	290,0
π	179,7	180,5	184,0	175,1	429,0	414,0	381,2	380,0

Tabelle II.

g	T	p	p_1	p_2	p_3	p_4
0,191	78,4	181,3	181,5	181,5	181,5	181,5
0,195	78,4	185,6	185,0	185,0	185,0	185,0
0,4975	99,3	440,5	440,0	440,0	440,0	440,0
0,5195	99,3	452,0	452,0	452,0	452,0	452,0

Rth.

VIII. ***Moitessier* und *R. Engel*.** *Ueber die Dissociation des Chloralhydrats* (C. R. LXXXVI. p. 971—973. 1878.).

IX. ***L. Troost*.** *Bemerkungen zu der Notiz von Moitessier und R. Engel über das Chloralhydrat* (ibid. p. 1021—22,).

X. ***A. Wurtz*.** *Untersuchungen über das Gesetz von Avogadro und Ampère* (ibid. p. 1170—76.).

XI. ***L. Troost*.** *Ueber Dampfdichten* (ibid. p. 1394—96.).

Moitessier und Engel glauben die Streitfrage über die Dissociation des Chloralhydrats durch die Untersuchung über das Verhältniss der Dampfspannung desselben beim Siedepunkt zu dem atmosphärischen Druck entscheiden zu können. Das Chloralhydrat wird in den kürzeren Zweig einer gebogenen Röhre eingeführt, der geschlossen und mit Quecksilber gefüllt ist und zwar so, dass das Niveau desselben in dem offenen Zweig der Röhre unter der Spitze des geschlossenen Zweiges liegt. Beim Erwärmen des Apparates in einer Chlorcalciumlösung von der Temperatur des Siedepunktes des Chloralhydrats ergibt sich eine Dampfspannung (ca. 814 mm), beträchtlich höher als der Druck der Atmosphäre, eine Thatsache, die sich nur durch die Annahme erklären lässt, dass das Chloralhydrat dissociirt ist.

Troost leugnet die Beweiskraft der obigen Untersuchungen und schreibt die Druckdifferenz einmal der bekannten Thatsache des Verzugs des Siedens von Flüssigkeiten unter dem Druck der Atmosphäre zu und dann dem Umstand, dass schon nach Regnault (Mém. de l'Ac. des Scienc. XXVI. p. 341) die Siedetemperatur, bestimmt nach der dynamischen Methode, höher ausfällt als nach der statischen Methode.

Im Anschluss an frühere Versuche, durch welche dargethan wurde, das Kaliumoxalat ebensowenig sein Krystallwasser unter gewissen Bedingungen verliert in einer Atmosphäre von Chloralhydrat, wie in einer künstlich aus Luft und Wasserdampf hergestellten, woraus sich schon der

Schluss ergibt, dass der Chloralhydratdampf Wasserdampf einschliesst, unterstützt Wurtz diesen Schluss noch durch neue Versuche, die in umgekehrter Richtung angestellt werden. Von zwei nebeneinander stehenden Hoffmann'schen Röhren, die gleichzeitig durch Alkohol oder Wasserdampf erhitzt werden, enthält die eine Chloralhydrat mit der bestimmten Spannung P, während die andere ein Gemenge von gleichen Theilen Wasserdampf und Luft unter der Spannung von je $\frac{P}{2}$ enthält. In beiden Röhren führt man trockenes Kaliumoxalat ein, und die sehr sorgfältig angestellten und lange Zeit dauernden Versuche ergaben ein schliesslich gleichmässiges Steigen des Quecksilbers; also nimmt das trockene Salz ebenso Wasser auf in einer Chloralhydratatmosphäre wie in dem Gemenge von Luft und Wasserdampf, wieder ein Beweis für die Dissociation des Chloralhydrats. Anfänglich steigt das Quecksilber in der Röhre mit feuchter Luft schneller, wie in der andern; jedoch nach und nach tritt ein Ausgleichen ein, bis am Ende des Versuches fast gleiche Differenzen sich zeigen. Am auffälligsten ist die Uebereinstimmung bei einem Versuche, bei dem anstatt der feuchten Luft in der einen Röhre eine Atmosphäre aus Chloroform und Wasserdampf gebildet wurde. Die Versuche wurden angestellt bei 79°, wie bei 100°, nachdem vorher durch eine 31 Stunden dauernde Untersuchung für Kaliumoxalat eine Dissociationsspannung von 37 mm bei 79° festgestellt worden war. Nach alledem hält Wurtz das Chloralhydrat im Dampfzustand für vollständig dissociirt.

L. Troost ist in seinen Untersuchungen (siehe oben) über das Chloralhydrat zu den entgegengesetzten Resultaten gelangt wie Wurtz und findet auch in wiederholten Versuchen nur eine Bestätigung seiner Ansicht. Jedoch hält er seine Methode nur bei geringem Druck für anwendbar, schon weil bei grösserem Druck eine Zersetzung des neutralen Kaliumoxalats an der Oberfläche eintritt und sich Kaliumchlorür bildet. Auch findet Troost bei nochmaliger Bestimmung der Dissociationsspannung des Ka-

liumoxalates 53 mm bei 78,6°, im Gegensatz zu Wurtz, dessen Versuch nur 37 mm ergeben hatte. Rth.

XII. *H. Sainte-Claire Deville und H. Debray. Dissociation der Oxyde der Platingruppe* (C.R. LXXXVII. p. 441—445. 1878.).

Von den Metallen der Platingruppe haben Osmium und Ruthenium in ihren Beziehungen zu Sauerstoff Aehnlichkeit mit Arsen und Antimon, während Rhodium, Palladium und Iridium ein ganz anderes Verhalten zeigen. Letztere Körper, einmal oxydirt, zerfallen durch die Wärme und lassen die Gesetze ihrer Dissociation und Spannung bei verschiedener Temperatur erkennen. Deville und Debray haben besonders das Iridiumoxyd ihren Untersuchungen unterworfen. Dasselbe wird in einem von einem Platingefäss umgebenen Porcellanschiffchen in ein Porcellanrohr eingeführt, das mittelst eines Blei- und Glasrohres mit einer Quecksilberluftpumpe und einem Manometer in Verbindung steht. Die Erwärmung geschieht in einem durch Petroleum heizbaren Ofen, in dem durch Regeln des Zuflusses von Petroleum eine constante hohe Temperatur erzeugt werden kann. Die erhaltenen Resultate waren (t die Temperatur, p die zugehörige Dissociationsspannung in Millimetern):

t	828,8°	1003,2	1112,6	1139,0
p	5	203,27	710,69	745,00

Es ist also p abhängig von t und überschreitet von 1139° an den Druck der Atmosphäre. Da ferner die Spannung des Sauerstoffs in der Luft 152 mm beträgt, so kann Iridiumoxyd bei 1003,2° nicht mehr in freier Luft existiren, d. h. das Iridium ist von dieser Temperatur an nicht mehr oxydirbar. Rth.

XIII. ***N. Menschutkin. Ueber den Einfluss der Isomerie auf die Grenze der Esterbildung*** (Mém. de l'Acad. de St. Pétersb. XXV. Nr. 5. 33 pp.; im Auszuge Ber. d. chem. Ges. X. p. 1728—35; 1898—1902. 1877; XI. p. 1507—11. 1878).

Der Verfasser hat die Einwirkung der Essigsäure auf verschiedene Alkohole studirt. Während Berthelot und Péan de St. Giles aus ihren Versuchen geschlossen, dass alle Alkohole sehr naheliegende Esterificationsgrenzen hätten und mit beinahe gleicher Geschwindigkeit esterificirt würden, zeigt er, dass die Geschwindigkeit und Grenze der Reaction nicht nur bei den primären Alkoholen eine andere sei, als bei den secundären und tertiären, sondern auch bei den ungesättigten eine andere, als bei den gesättigten; auch fand er, dass das Moleculargewicht beide Momente der Esterification stark beeinflusst.

Fast genau äquivalente Mengen von Essigsäure und dem betreffenden Alkohol wurden in Glasröhrchen von 1 ccm Inhalt eingeschlossen, so dass diese mehr als zur Hälfte gefüllt waren, und in einem besonders eingerichteten Glycerinbade möglichst constant bei 153—154° erhalten. Nach der Versuchszeit wurden die Röhrchen schnell abgekühlt, geöffnet, und die Menge der rückständigen Essigsäure durch Titriren bestimmt. Als wichtigste Momente erwiesen sich die Anfangsgeschwindigkeit, d. h. die Geschwindigkeit der ersten Stunde der Reaction bei 154° in Proc. des esterificirten Alkohols ausgedrückt, und die Grenze der Reaction. — Wir führen von den zahlreichen Versuchen an denselben Alkoholen nur je einen an.

Absolute Geschwindigkeit nennt der Verf. das Verhältniss der esterificirten Menge Säure oder Alkohol zu der ganzen beim Versuche überhaupt in Arbeit genommenen Quantität derselben, relative dagegen das Verhältniss blos zu der Menge, die an der Reaction Theil nehmen kann, d. h. zur Grenze. Die grösste Geschwindigkeit hat unter den gesättigten primären Alkoholen der Methylalkohol; die übrigen scheinen eine gleiche absolute Anfangsgeschwindigkeit zu haben. Mit Ausnahme des

Alkohole.	Theor. Faktor.	Anfangs-geschwindigkeit.	1 Stunde	2 Stunden	4 Stunden	10 Stunden	24 Stunden	120 Stunden	Grenze.
Methyl	0,6525	56,13	55,41	—	66,70	69,48	69,08	—	69,52
Aethyl	0,5662	46,62	47,34	—	63,59	65,75	66,01	66,38	66,57
Propyl	0,5000	46,92	46,92	—	62,79	66,32	66,23	66,54	66,85
Butyl	0,4479	46,85	46,85	—	—	65,77	65,93	67,12	67,30
Isobutyl	0,4477	44,24	44,24	—	61,21	65,90	67,17	67,12	67,38
Octyl	0,3164	46,59	46,59	—	62,41	68,59	69,25	72,24	72,34
Cetyl	0,1976	—	—	—	—	—	—	—	80,39
Allyl	0,5078	35,72	35,72	—	54,32	58,33	59,13	59,38	59,41
Benzyl	0,3574	38,64	38,64	—	56,23	60,02	60,25	60,73	60,75
Cinnamyl	0,3092	37,21	37,22	—	—	—	53,66	64,58	64,58
Isopropyl	0,5000	25,72	25,60	36,29	52,82	56,13*	58,95	60,99	61,50
Aethylmethylcarbinol .	0,4477	22,62	22,64	32,32	44,71*	54,46	59,25	62,52*	62,43
Isopropylmethylcarbinol .	0,4054	19,62	19,39	28,85	40,97	53,03*	57,46	58,19*	58,25[1]
Butylmethylcarbinol . .	0,3703	19,13	19,13	—	38,95	54,35*	58,04*	64,98	65,75
Methylhexylcarbinol . .	0,3157	19,41	19,32	—	—	—	53,34	54,54	66,65[1]
Aethylvinylcarbinol . .	0,4109	15,32	15,32	23,48	—	—	52,64	55,66	55,66
Diallylcarbinol	0,3488	11,03	11,03	25.53	—	39,54*	48,00	53,97	53,66

Anm. Die Grenzen des Methylpropylcarbinols und Methylhexylcarbinol konnten nicht mit Sicherheit bestimmt werden, da weitergehende Umsetzungen auftreten.

1) Es ist diese Zahl nach 144 Stunden beobachtet.

Anm. Die gesternten Zahlen sind einem anderen Versuche entnommen.

Methylalkohols werden die niedrigsten Glieder der Reihe primärer gesättigter Alkohole in den ersten 7 Stunden fast gleich schnell esterificirt. Von da an steigt die absolute Geschwindigkeit mit dem Moleculargewicht.

Die relativen Anfangsgeschwindigkeiten nehmen dagegen ab mit steigendem Moleculargewicht; bei normalen Alkoholen wird dieselbe mit dem Eintritte eines jeden neuen Kohlenstoffatoms um ca. 1,8 kleiner. Aethylalkohol: 67,0, Propylalkohol: 65,2 u. s. w., Octylalkohol: 56,2. Auch in den späteren Stunden fallen die relativen Geschwindigkeiten mit steigendem Moleculargewicht. Mit letzterem nimmt daher auch die zur Erreichung der Esterificationsgrenze nothwendige Zeit zu. Die absoluten und relativen Anfangsgeschwindigkeiten der ungesättigten Alkohole sind einander fast gleich, erstere um ca. 10 kleiner als die der gesättigten, jedoch bedeutend grösser als die der secundären; dies kann zur Charakteristik ungesättigter primärer Alkohole dienen. — Von dem Aethylalkohol fängt die Esterificationsgrenze der gesättigten Alkohole zu steigen an; die Grenzwerthe je zweier Homologen unterscheiden sich durchschnittlich um ca. 2.

Bei den ungesättigten primären Alkoholen sind auch die Grenzen bedeutend kleiner als bei der gesättigten.

Die absoluten Anfangsgeschwindigkeiten der gesättigten secundären Alkohole sind durchschnittlich um ca. 30 kleiner als die der entsprechenden primären. Am grössten ist dieselbe bei dem Isopropylalkohol, um 3 kleiner bei dem Aethylmethylcarbinol, und wieder um 3 bei den folgenden Alkoholen. Während die absoluten Geschwindigkeiten der primären Alkohole einander in den ersten Stunden fast gleich sind und erst später mit dem Moleculargewichte zunehmen, zeigen die secundären schon in den ersten 2—4 Stunden verschiedene Geschwindigkeiten. Ueberhaupt aber sind die Geschwindigkeiten der zweiten und späteren Stunden bei secundären Alkoholen absolut grösser, als bei den entsprechenden primären. Die Geschwindigkeiten der ersten Stunden sind bei Alkoholen von kleinerem Moleculargewicht grösser, als bei kohlenstoffreicheren. Mit dem Näherrücken an die 36. Stunde aber werden die Geschwin-

digkeiten der an Kohlenstoff ärmeren Alkohole immer kleiner, die der reicheren hingegen grösser; im Laufe der ersten 36 Stunden wird von allen secundären Alkoholen gleichviel esterificirt; erst von der 36. Stunde an wird, wie bei den primären Alkoholen, die Geschwindigkeit mit dem Moleculargewicht grösser. Mit wachsendem Moleculargewicht nehmen auch bei secundären, gesättigten Alkoholen die relativen Anfangsgeschwindigkeiten ab, doch sind die Differenzen zwischen denselben kleiner, als bei den primären. Ueberhaupt aber sind diese Geschwindigkeiten weit kleiner, als bei den primären; so ist z. B. die relative Anfangsgeschwindigkeit des primären Propylalkohols 65,28, des secundären 41,49. Auch hier sind die absoluten und relativen Anfangsgeschwindigkeiten der ungesättigten Alkohole kleiner, als diejenigen der gesättigten.

Die Grenzen der gesättigten secundären Alkohole werden mit dem Moleculargewicht grösser, und zwar um 1,1 % durch den Eintritt eines jeden Kohlenstoffatoms in das Molecül.

Die Differenz der Grenzen zweier Homologen ist also hier fast um die Hälfte kleiner, als bei den primären Alkoholen. Die Grenzen der ungesättigten, secundären Alkohole sind (wie bei den primären) kleiner als die der entsprechenden gesättigten:

Gesättigt:	Ungesättigt:
$C_5H_{11}OH$ 64,00	C_5H_9OH 55,65.

Der Verf. hat die Resultate seiner Versuche auch graphisch dargestellt. C.

XIV. ***C. Puschl.*** ***Ueber den inneren Zustand und die latente Wärme der Dämpfe. Erster Theil*** (Wien. Ber. LXXV. Mai-Heft 1877. Separatabz. p. 1—38.).

Wird das Volumen v eines Körpers durch eine ihm von aussen zugeführte Wärmemenge df um dv vermehrt, während gleichzeitig seine (absolute) Temperatur t eine Aenderung dt erleidet, so verrichtet die dem Körper innewoh-

nende Wärme w, die auf die Flächeneinheit die ausdehnende Kraft r ausüben soll, die Arbeit rdv, und die Differenz der zugeführten und der dieser Arbeit äquivalenten Wärmemenge wird auf die Modification seines inneren Zustandes verwendet. Die letztere besteht für gewöhnlich nur in einer Vermehrung von w um eine Grösse dw, und es ist daher:

$$df = \frac{rdv}{A} + dw = \left(\frac{dw}{dt}\right) dt + \left[\frac{r}{A} + \left(\frac{dw}{dv}\right)\right] dv.$$

Bleibt bei der Ausdehnung die Temperatur constant, so ist die dann in dem Körper latent werdende Wärme:

$$(1) \qquad dl = \left[\frac{r}{A} + \left(\frac{dw}{dv}\right)\right] dv.$$

Die „thermische Ausdehnungskraft" r hält 1) dem äusseren Drucke p und 2) einer aus gewissen inneren Kräften, die der Verf. als „stereotische" bezeichnet, resultirenden Zusammenziehungskraft q das Gleichgewicht, so dass $r = p + q$ ist; folglich:

$$(2) \qquad Adl = \left[p + q + A\left(\frac{dw}{dv}\right)\right] dv = [p + i]\, dv.$$

Hierin bedeutet pdv die sichtbare (äussere), idv die unsichtbare (innere) Arbeit des Körpers.

In einem Körper finden bei constanter Temperatur und Dichte noch immer Schwankungen des gegenseitigen Druckes zwischen den kleinsten Theilchen statt, wodurch dieselben sich abwechselnd ausdehnen und zusammenziehen. Ein jedes Theilchen des Körpers macht daher einen sich beständig wiederholenden vollkommenen Kreisprocess durch, wobei seine Temperatur und die Dichte um den allgemeinen Mittelwerth schwankt. Da hierbei durch seine Spannkräfte weder Wärme erzeugt noch vernichtet wird und $dl = 0$ ist, so muss auch die unsichtbare Arbeit der Wärme gleich Null, oder der Durchschnittswerth von i bei der Ausdehnung des Theilchens gleich dem bei der Zusammendrückung sein, obgleich die dabei herrschenden Temperaturen verschiedene sind; es ist daher i von der Temperatur unabhängig, woraus folgt:

(3) $\left(\frac{di}{dt}\right)=0$, (4) $\left(\frac{dq}{dt}\right)+A\left(\frac{d^2w}{dv\,dt}\right)=\left(\frac{dq}{dt}\right)+A\left(\frac{ds_1}{dv}\right)=0$,

s_1 ist die specifische Wärme bei constantem Volumen.

Nimmt man an, dass r und w der absoluten Temperatur proportional seien, so dass:

$$(5)\qquad \frac{r}{t}=\left(\frac{dr}{dt}\right),\qquad \frac{w}{t}=\left(\frac{dw}{dt}\right)=s_1,$$

so ergibt sich nach einigen Transformationen:

$$(6)\quad dl=\frac{t}{A}\left(\frac{dp}{dt}\right)dv,\quad \text{und}\quad (7)\quad \left(\frac{d^2p}{dt^2}\right)=0.$$

Da $\left(\frac{dp}{dt}\right)$ für constantes Volumen bei den coërcibeln Gasen mit sinkender Temperatur allmählich grösser wird und möglicherweise bei der Sättigungstemperatur ein Maximum erreicht, so nimmt der Verf. an, dass für gesättigte Dämpfe die Bedingung (7) in der That erfüllt sei, und er leitet für sie unter den dann gültigen Voraussetzungen (5) die Gesetze der mechanischen Wärmetheorie ab, indem er t und v als unabhängige Variable beibehält. Im folgenden bezeichnen allgemein bei einer Function $f(t,v)$ $\frac{df}{dt}$ und $\frac{df}{dv}$ die totalen, $\left(\frac{df}{dt}\right)$ und $\left(\frac{df}{dv}\right)$ die partiellen Differentialquotienten bei constantem Volumen, resp. constanter Temperatur.

Wird die Gewichtseinheit einer Flüssigkeit, die bei der Temperatur t die Wärme W enthalte, unter Aufnahme einer Wärmemenge L und mit der Volumenänderung u in Dampf von gleicher Temperatur verwandelt, so ist die in diesem enthaltene Wärme:

$$(8)\qquad w=W+L-\frac{ru}{A}.$$

Hier sind bei constantem Volumen w und r, und, nach dem Verhalten der festen und flüssigen Körper, annähernd W proportional mit t, daher muss es auch L sein, also:

$$(9)\qquad \left(\frac{dL}{dt}\right)=\frac{L}{t}.$$

Da man annehmen kann, dass für die gewöhnlichen

Sättigungszustände der Dämpfe r bei constanter Temperatur annähernd der Dampfdichte proportional ist, also für einen bei Veränderung seiner Temperatur und seines Volumens gesättigt bleibenden Dampf die Aenderungen des Ausdruckes $\frac{ru}{At}$ wie die von $\frac{W}{t}$ gegenüber denen von $\frac{L}{t}$ zu vernachlässigen sind, so ist:

$$\left(\frac{d^2 w}{dt\,dv}\right) = \frac{1}{t}\left(\frac{dL}{dv}\right).$$ Hiermit folgt aus Gl. (4):

$$\left(\frac{dq}{dt}\right) + \frac{A}{t}\left(\frac{dL}{dv}\right) = 0$$ oder:

$$\left(\frac{dq}{dt}\right) = A\left(\frac{L}{t} - \frac{dL}{dt}\right) : t\frac{dv}{dt}. \tag{10}$$

In allen bekannten Fällen ist daher $\left(\frac{dq}{dt}\right)$ negativ, d. h. die Resultante der stereotischen Kräfte ist in einem gesättigten Dampfe entweder eine denselben zusammenziehende Kraft, deren Intensität durch Erwärmung bei constantem Volumen abnimmt, oder eine denselben ausdehnende Kraft, deren Intensität bei gleicher Erwärmung zunimmt.

Der Verf. denkt sich sodann ein Gemenge von Dampf und solchen gebender Flüssigkeit von relativ constanter Dichte in einem cylindrischen, durch einen beweglichen Kolben verschlossenen Gefäss enthalten und berechnet die von demselben erzeugten Wärmemengen bei Ausführung verschiedener Kreisprocesse. Diese Ableitungen, welche sich im Rahmen des Referates nicht wohl ausführlicher wiedergeben lassen, ergeben für die gesättigten Dämpfe zunächst:

$$L = \frac{ut}{A} \cdot \frac{dp}{dt}, \tag{11}$$

woraus, da das Volumen $(v - u)$ der flüssigen Gewichtseinheit von der Temperatur beinahe unabhängig, also:

$$p\frac{dv}{dt} = p\frac{du}{dt} = \frac{d(pu)}{dt} - \frac{AL}{t}$$ ist:

$$\left(\frac{dL}{dv}\right) = \frac{p}{A}\left(\frac{L}{t} - \frac{dL}{dt}\right) : \left(\frac{L}{t} - \frac{d(pu)}{A\,dt}\right) \tag{12}$$ und nach Gl. (10):

(13) $\left(\frac{dq}{dt}\right) = -\frac{p}{t}\left(\frac{L}{t} - \frac{dL}{dt}\right) : \left(\frac{L}{t} - \frac{d(pu)}{A\,dt}\right)$ folgt; ferner:

(14) $\left(\frac{dq}{dv}\right) = 0, \qquad \frac{dq}{dt} = \left(\frac{dq}{dt}\right);$

(15) $\left(\frac{dL}{dt} + S - h\right) dG\,dt = \frac{1}{A}\left(\frac{dp}{dt} + \frac{dq}{dt}\right) dV\,dt,$

worin h die specifische Wärme des Dampfes bei bleibender Sättigung, S die specifische Wärme der Flüssigkeit unter dem Dampfdrucke bezeichnet. Die Gleichung (15) sagt aus, dass, wenn eine Flüssigkeitsmenge $dG = \frac{dV}{u}$ in gesättigten Dampf von gleicher Temperatur verwandelt, dieser dann in Berührung mit einem wärmeren Körper condensirt und endlich die entstandene Flüssigkeit wieder auf die Anfangstemperatur abgekühlt wird, bei diesem Kreisprocess im ganzen Wärme gewonnen wird, deren Menge aber (nach den Gleichungen (13) und (14)) kleiner ist als das Aequivalent der aufgewendeten äusseren Arbeit; diese hat folglich nicht blos Wärme, sondern auch eine gewisse Menge stereotischer Kräfte erzeugt, welche zum Schluss, nämlich nach wiedereingetretenem Anfangszustande des Körpers, nach aussen abgeströmt sein muss. Die stereotischen Kräfte also, durch die es möglich ist, in den Körpern mechanische Arbeit zu erzeugen und ebenso umgekehrt zu vernichten, von denen ein in einem Körper erzeugter Ueberschuss nach aussen abfliessen und umgekehrt ein darin entstandener Mangel durch Zufluss von aussen ersetzt werden kann, müssen daher aus einem inneren Bewegungszustande der vorhandenen Materie resultiren; die Körper müssen streben, unter sich, wie eine gleiche Temperatur, auch ein gewisses Gleichgewicht der stereotischen Kräfte herzustellen und, wo es besteht, zu erhalten. Puschl betrachtet demnach das Verhalten der gesättigten Dämpfe als einen weiteren Beweis für die schon früher von ihm als nothwendig hingestellte Ansicht, dass die stereotischen Kräfte der Körper in einer der Wärme ähnlichen, durch allseitigen Austausch einen stationären Zustand erzielen-

den Bewegungsform der vorhandenen Materie ihren Grund haben.

Aus Gleichung (15) folgt:

$$h = S + \frac{dL}{dt} - \frac{u}{A}\left(\frac{dp}{dt} + \frac{dq}{dt}\right). \tag{16}$$

Diese Formel, welche sich auch aus der allgemeinen Beziehung: $h\,dt = dw + \frac{r\,dv}{A}$ durch Berechnung von dw aus Gl. (8) ergibt, unterscheidet sich von der gewöhnlich angenommenen durch das Glied: $\frac{u\,dq}{A\,dt}$, was besagt, dass ein wirklicher Dampf kein ideales Gas ist. Drückt man dieses Glied durch Gl. (13) und $\frac{u\,dp}{A\,dt}$ durch Gl. (11) aus, so findet man aus den Relationen von Regnault und Zeuner folgende Werthe von h für Wasserdampf:

Temp.:	0	50	100	150	200° C.
h:	−1,763	−1,301	−0,962	−0,702	−0,494

Da man annehmen kann, dass Wasserdampf, für welchen bei veränderlicher Sättigungstemperatur die Function $\frac{pv}{t}$ in der Gegend des Frostpunktes annähernd wie bei einem idealen Gase constant ist, sich dann wie ein solches Gas auch bezüglich der dabei aufgenommenen oder abgegebenen Wärme verhält, also ausser der Wärme keine Kräfte auf die Bewegung seiner Atome einwirken; so ist, der Vorstellung des Verfassers über die in einem Körper vorhandene Wärme entsprechend:

$$w = ct + \frac{pv}{A}, \qquad h\,dt = dw + \frac{p\,dv}{A},$$

worin c die wahre specifische Wärme des Wasserdampfes bezeichnet; daher:

$$h = c + \frac{2pv}{At} - \frac{L}{t}.$$

Hieraus ergibt sich für t bis 273 gleich 0: $h = -1{,}758$, also beinahe der gleiche Werth wie aus Gl. (16).

Zum Schluss erörtert der Verf. die Abweichungen der

gesättigten Dämpfe von dem Mariotte'schen und dem Gay-Lussac'schen Gesetze. Da für dieselben:

$$\left(\frac{dW}{dv}\right) = 0, \quad \left(\frac{du}{dv}\right) = 1, \quad \left(\frac{dr}{dv}\right) = \left(\frac{dp}{dv}\right)$$

ist, so folgt aus Gl. (8):

$$\left(\frac{dw}{dv}\right) = \left(\frac{dL}{dv}\right) - \frac{1}{A}\left[r + u\left(\frac{dp}{dv}\right)\right]$$

und daher mit Einführung des Elasticitätscoëfficienten:

$$(17) \qquad E = -v\left(\frac{dp}{dv}\right) = v\,\frac{\left(\frac{dp}{dt}\right) - \frac{dp}{dt}}{\frac{dv}{dt}}$$

aus den Gleichungen (1) und (6):

$$(18) \qquad dl = \left[\frac{\frac{L}{t} - \frac{dL}{dt}}{\frac{L}{t} - \frac{d(pu)}{Adt}} + \frac{Eu}{pv}\right]\frac{pdv}{A} = \frac{t}{A}\left(\frac{dp}{dt}\right)dv.$$

Hieraus ergibt sich:

$$\frac{t}{p}\left(\frac{dp}{dt}\right) = \frac{\frac{2L}{t} - \frac{dL}{dt}}{\frac{L}{t} - \frac{d(pu)}{Adt} + \frac{pu}{At}}, \qquad dl = \frac{\frac{2L}{t} - \frac{dL}{dt}}{\frac{L}{t} - \frac{d(pu)}{Adt} + \frac{pu}{At}} \cdot \frac{pdv}{A},$$

$$\frac{E}{p} = \frac{v}{u}\left[\frac{\frac{2L}{t} - \frac{dL}{dt}}{\frac{L}{t} - \frac{d(pu)}{Adt} + \frac{pu}{At}} - \frac{\frac{L}{t} - \frac{dL}{dt}}{\frac{L}{t} - \frac{d(pu)}{Adt}}\right], \qquad \frac{t}{v}\left(\frac{dv}{dt}\right) = \frac{t}{p}\left(\frac{dp}{dt}\right) \cdot \frac{p}{E},$$

(unter $\left(\frac{dv}{dt}\right)$ das Verhältniss unendlich kleiner Veränderungen des Volumens und der Temperatur für constanten Druck verstanden), während für ideelle Gase:

$$\frac{t}{p}\left(\frac{dp}{dt}\right) = 1, \quad dl = \frac{pdv}{A}, \quad \frac{E}{p} = 1, \quad \frac{t}{v}\left(\frac{dv}{dt}\right) = 1 \text{ ist.}$$

Aus Zeuner's Daten berechnen sich z. B. für Wasserdampf folgende Zahlenwerthe:

Temp.	$\frac{t}{p}\left(\frac{dp}{dt}\right)$.	$\frac{E}{p}$.	$\frac{t}{v}\left(\frac{dv}{dt}\right)$.
0° C.	2,318	0,930	2,492
50	2,378	0,900	2,642
100	2,448	0,866	2,826
150	2,530	0,830	3,048
200	2,624	0,790	3,321.

Da hiernach Erhöhung der Temperatur und entsprechende Zusammendrückung auf die Veränderung des Ausdruckes $\frac{pv}{t}$, der bei höheren Temperaturen kleiner wird, entgegengesetzt influiren, so muss es eine Temperatur geben, für welche derselbe ein Maximum wird. Diese Temperatur berechnet sich für Wasserdampf zu: $t = 271,8$ oder $-1,2^0$ C., und es wird bei ihr:

$$\frac{d(pv)}{dt} = \frac{pv}{t}; \quad \frac{t}{p}\left(\frac{dp}{dt}\right) > 1, \quad \frac{E}{p} < 1, \quad \frac{t}{v}\left(\frac{dv}{dt}\right) > 1.$$

Während also die Function $\frac{pv}{t}$ bei veränderlicher Sättigungstemperatur innerhalb eines gewissen Intervalles als constant erscheint, so weicht der Dampf doch sowohl vom Mariotte'schen ($E = p$) als auch vom Gay-Lussac'schen Gesetze $\left(\left(\frac{dv}{dt}\right) = \frac{v}{t}\right)$ ab und zwar von beiden im gewöhnlichen Sinne.

Für den absoluten Nullpunkt verschwinden W, w und r, daher nach Gl. (8) auch L, und es wird $\frac{dL}{dt} = \frac{L}{t}$.

Daraus findet man für sehr niedrige Temperaturen:

$$\frac{E}{p} > 1,$$

d. h. eine Abweichung des gesättigten Dampfes vom Mariotte'schen Gesetze im entgegengesetzten Sinne der gewöhnlichen Dämpfe und Gase. Für eine bestimmte Temperatur muss also auch $E = p$ werden.

Bei sinkender Sättigungstemperatur ist der Coëfficient für constantes Volumen $\frac{1}{p}\left(\frac{dp}{dt}\right)$ kleiner, gleich oder grösser als der Ausdehnungscoëfficient für constanten Druck

$\frac{1}{v}\left(\frac{dv}{dt}\right)$, so lange $\frac{E}{p}$ kleiner, gleich oder grösser als 1 ist. Im absoluten Nullpunkt selbst ist:

$$\frac{t}{p}\left(\frac{dp}{dt}\right) = \frac{E}{p}, \qquad \frac{t}{v}\left(\frac{dv}{dt}\right) = 1,$$

daher befolgt hier der gesättigte Dampf das Gay-Lussac'sche Gesetz.

Da $\left(\frac{d(pv)}{dv}\right) = p - E$ ist, wächst das Product pv, solange $p > E$, d. h. bei den gewöhnlichen Temperaturen, durch Ausdehnung bei constanter Temperatur, und sein Maximum fällt auf eine kleinere Dichtigkeit als die Sättigung. Daher wird der Dampf bei Verdünnung von der Sättigung aus zuerst sich der Gültigkeit des Mariotte'schen Gesetzes nähern, bei einem gewissen Verdünnungsgrade dasselbe wirklich erfüllen und weiterhin sich davon wieder entfernen, während nach der gegenwärtig fast allgemein herrschenden Hypothese [1]) bei Verdünnung eines Dampfes mit constanter Temperatur die Function pv wachsen und sich ohne Ende einem Grenzwerthe nähern soll. E. L.

XV. ***E. Lecher.*** ***Ueber die Wärmecapacität der Mischungen aus Methylalkohol und Wasser*** (Ber. d. Wien. Ak. LXXVI. Sitzung am 8. Nov. 1877. p. 1—9.).

Der Verfasser theilt hier vollständig seine Versuche, über die bereits Beibl. II. p. 250 kurz referirt wurde, mit. Die angewandte Methode zur Ermittelung der Wärmecapacität c war die von Pfaundler (Wien. Ber. LIX. 1869) angegebene, nur leitet er den zur Erwärmung dienenden galvanischen Strom nicht durch zwei hintereinander geschaltete Calorimeter, sondern füllte dasselbe Calorimeter nach einander mit Wasser und dem betreffenden Gemisch; zugleich wurde ein Wasserstoffvoltameter eingeschaltet und stets der Strom unterbrochen, wenn 100 Volumentheile Gas abgeschieden waren.

---

1) Hiergegen ist schon Van der Waals aufgetreten.

Bei Anwendung eines verschiedenen Procentgehaltes p an Methylalkohol ergaben sich die folgenden Werthe der Wärmecapacität zwischen 0° und 15°:

p	0	12,32	20,42	30,51	36,62	42,64	51,64	63,43	91,14	100,00
c	1,000	1,073	1,073	0,980	0,918	0,879	0,826	0,781	0,647	0,622

Die einzelnen Zahlen sind Mittel aus meist drei Beobachtungen, die fast nie um mehr als eine Einheit in der zweiten Decimale von einander abweichen.

Um womöglich die abweichenden Zahlen von Dupré zu erklären, bestimmte der Verf. den Siedepunkt seines Methylalkohols zu 64,3°. Kopp fand 66,6°, Kan 60,6, Pierre 66,3, Dupré dagegen 58,6. Für die specifische Wärme des reinen Methylalkohols fanden Regnault 0,6009, Kopp 0,645, Andrews 0,613; Dupré dagegen 0,5832, so dass also der Lecher'sche Werth weit besser mit dem von anderen gefundenen übereinstimmt, als der Dupré'sche. Letzterer hat daher wohl ein anderes Material als die übrigen benutzt. Einige Versuche, bei denen die Wärmecapacität nach der Mischungsmethode bestimmt wurde (man erhitzte den Alhohol in dünnen Glasgefässen in siedendem Schwefelkohlenstoff und tauchte sie dann in Wasser) ergaben für 100 %, 27,90 %, 25,60 % Alkohol Wärmecapacitäten von 0,618; 0,957; 1,019; Zahlen, die nahe mit den obigen übereinstimmen.

Ein bestimmtes Methylalkohol-Wassergemisch besitzt also eine grössere Wärmecapacität als reines Wasser.

E. W.

XVI. ***Oliver J. Lodge. Methode zur Bestimmung der absoluten Wärmeleitungsfähigkeit von Krystallen und anderen seltenen Substanzen. Theil I*** (Phil. Mag. (5) V. p. 110—117. 1878.).

Der Verfasser schlägt zur Untersuchung der Wärmeleitungsfähigkeit seltener Körper vor, dieselben in Scheiben oder kurzen Stäben mit glatten Flächen zwischen zwei Stäbe von genau dem gleichen Querschnitt aus Kupfer oder Eisen zu pressen, deren Leitungsfähigkeit

bekannt ist, indem zur Herstellung besseren Contactes sehr dünne Stanniolscheiben zwischen die berührenden Flächen gelegt werden, und die Temperaturcurven in jedem der beiden Metallstäbe nach Eintritt des stationären Zustandes zu beobachten, wenn der eine Metallstab am freien Ende erwärmt, der andere abgekühlt wird.

Es sei k die Leitungsfähigkeit der Metallstäbe von der Länge x, $\varkappa$ die der Stanniolscheiben von der Dicke y, χ die Leitungsfähigkeit und h' das Strahlungsvermögen des zu untersuchenden Cylinders von der Länge z, dem Querschnitt s und der gekrümmten Oberfläche Pz. Bezeichnen T und Θ die stationär gewordenen Temperaturen des Metalles und Cylinders zu beiden Seiten der ersten, T' und Θ' die zu beiden Seiten der zweiten Stanniolscheibe, so gilt:

$$k\frac{dT}{dx} = \varkappa\frac{\Theta - T}{y} = \chi\frac{d\Theta}{dx}, \tag{1}$$

$$k\frac{dT'}{dx} = \varkappa\frac{T' - \Theta'}{y} = \chi\frac{d\Theta'}{dx}. \tag{2}$$

Stellt sich der stationäre Zustand her, indem der zu untersuchende Cylinder mit seinen natürlichen Flächen oder mit einem bei allen gleichen Lack-Ueberzug frei in die Umgebung strahlt, deren Temperatur gleich Null sei, so hat eine Stelle des Cylinders, die um x von dessen wärmerem Ende entfernt ist, die Temperatur:

$$\theta = C_1 e^{qx} + C_2 e^{-qx} = A \cosh qx - B \sinh qx \; ^{1)},$$

wo C_1 und C_2, resp. A und B zwei Integrationsconstanten, $q^2 = \frac{Ph'}{s\chi}$; oder:

$$\theta = \Theta \cosh qx - (\Theta \coth qz - \Theta' \operatorname{cosech} qz) \sinh qx.$$

Hieraus berechnen sich $\frac{d\Theta}{dx}$ und $\frac{d\Theta'}{dx}$, und die Gleichungen (1) und (2) ergeben nach Elimination von $\frac{\varkappa}{y}$:

$$\frac{\sinh qz}{q} = \frac{sk}{Ph'} \cdot \frac{\left(\frac{dT'}{dx}\right)^2 - \left(\frac{dT}{dx}\right)^2}{T\frac{dT'}{dx} + T'\frac{dT}{dx}} \tag{3}$$

1) Es ist $\cosh x = \frac{1}{2}(e^x + e^{-x})$.

Aus dieser Gleichung, deren linke Seite in eine Potenzreihe von qz (falls $qz < 1$) entwickelt werden kann, lässt sich q durch aufeinander folgende Näherungen berechnen. Sie versagt jedoch, da die Reihe z zum Factor hat, für sehr kleine Werthe von z. Für diesen Fall sehr dünner Scheiben schlägt der Verf. vor, die Krystalle mit Baumwolle oder Filz etc. zu umgeben, so dass $h' = 0$ wird. Dann ist für den stationären Zustand $\frac{d\theta}{dx} = \frac{\Theta' - \Theta}{z}$ und die sich auf drei reducirenden Gleichungen (1) und (2) genügen nicht mehr zur Berechnung der 4 Unbekannten Θ, Θ', $\frac{\varkappa}{y}$ und χ. Ersetzt man aber in einem zweiten Versuch den Krystall durch einen Stab von der Länge z' aus dem gleichen Metall, wie die beiden umgebenden Stäbe, so ist, wenn man hier die Temperaturen mit den entsprechenden kleinen Buchstaben bezeichnet:

$$k\frac{dt}{dx} = \varkappa . \frac{\theta - t}{y} = k\frac{\theta' - \theta}{z'} = \varkappa . \frac{t' - \theta'}{y},$$

und aus diesen drei Gleichungen im Verein mit (1) und (2) ergibt sich:

$$z\frac{k}{\chi} = z' + \frac{T' - T}{\frac{dT}{dx}} - \frac{t' - t}{\frac{dt}{dx}}. \tag{4}$$

Um zur Ausrechnung der Gleichung (3), resp. (4) die Grössen T, T', $\frac{dT}{dx}$, $\frac{dT'}{dx}$, t, t', $\frac{dt}{dx}$ zu ermitteln, müssen die Temperaturen der beiden Metallstäbe und resp. des eingeschalteten Metallcylinders an zwei oder drei verschiedenen Stellen beobachtet werden, was Lodge durch Einsenkung von Thermometern in ausgebohrte Löcher zu thun beabsichtigt.

Auch bei dieser Methode der Ermittelung des Temperaturzustandes in dünnen Platten wird die Wärmeleitungsfähigkeit nur dann in absolutem Maass gewonnen, wenn ausser der eines Metalles noch das Strahlungsvermögen der untersuchten oder einer firnissartigen Substanz bekannt ist, oder sie wird mit der Leitungsfähigkeit eines Metalles

verglichen. Anwendungen dieser Methode beabsichtigt der Verf. später mitzutheilen. E. L.

XVII. ***Aymonnet* und *Meiquenne*. *Ueber die Minima im Wärmespectrum, die durch den zerstreuenden Apparat und die das Spectrum erzeugende Lampe hervorgerufen werden*** (C. R. LXXXVII. p. 494—497. 1878.).

Die Verfasser finden, dass, wenn man die Strahlen einer Bourbouze'schen Lampe durch zwei Crownglaslinsen, eine Flintglaslinse, ein Flintglasprisma und einen Glastrog, der zunächst keine Flüssigkeit enthält, gehen lässt, das entstehende Wärmespectrum 7 Minima zeigt. E. W.

XVIII. ***A. Crova*. *Spectrometrische Untersuchung einiger Lichtquellen*** (C. R. LXXXVII. p. 322—325. 1878.).

Ed. Becquerel hatte gefunden, dass die Intensitäten der rothen, grünen und blauen Lichtstrahlen sich mit der Temperatur des leuchtenden Körpers nach einem dem Dulong-Petit'schen analogen Exponentialgesetz ändern. Die Exponentialgrössen, welche das Gesetz der Emission der verschiedenfarbigen Lichtstrahlen bestimmen, lassen sich durch Curven darstellen, deren Anfangspunkt der Temperatur entspricht, bei der eben die betrachtete Strahlung anfängt merklich zu werden, und die um so schneller ansteigen, je kleiner die betreffende Wellenlänge ist; dabei sollen die Logarithmen der Basen dieser Exponentialgrössen sich umgekehrt wie die Wellenlängen der betreffenden Strahlungen verhalten. Den Gang dieser Erscheinungen hatten indess bereits die Versuche Drapers[1]) kennen gelehrt.

Nach diesen Sätzen liesse sich die Temperatur eines Körpers auf dreierlei Weise bestimmen: 1) Indem man die Wellenlänge ermittelt, die das Spectrum nach dem Violett zu begrenzt. 2) Durch die Lage des calorischen

---

1) Phil. Mag. (3) XXX. p. 345. 1847.

Maximums des Spectrums, das um so weiter nach dem Violett zu liegt, je höher die Temperatur ist; 3) aus dem Verhältniss der Lichtintensität einer bestimmten Strahlung λ, die in dem Spectrum der zu untersuchenden Quelle genommen ist, zu der Intensität derselben Strahlung in dem Spectrum einer Quelle von bekannter Temperatur, verglichen mit dem Verhältniss der Helligkeiten einer anderen Strahlengattung λ' in beiden Lichtquellen. Als besonders geeignet erwies sich die letzte Methode. Crova wandte bei der Ausführung derselben das Spectrophotometer von Glan an. Ferner hat der Verf. die Intensität der verschiedenen Theile des Sonnenspectrums mittelst einer linearen Thermosäule, einem sehr empfindlichen Galvanometer und einem Flintglasprisma bestimmt; mit Zuhülfenahme der bekannten Dispersion des Flintglasprismas reducirte er die beobachteten Intensitäten auf die eines normalen Spectrums. Da nun durch die Untersuchungen von Jamin und Masson nachgewiesen worden ist, dass eine Proportionalität zwischen den Intensitäten der leuchtenden und der Wärmestrahlen besteht, so kann man von den photometrischen Messungen zu solchen der Wärmestrahlen übergehen.

Die folgende Tabelle enthält einmal die auf diese Weise bestimmten Intensitäten des Sonnenspectrums, dann die mit ihnen auf spectro-photometrischem Wege verglichenen Helligkeiten der anderen Lichtquellen; dabei wurde stets die der Wellenlänge 0,000676 mm gleich 1000 gesetzt.

Wellenlängen . . .	0,000676 mm	605	560	523	486	459
Sonnenlicht	1000	820	760	670	540	460
Electrisches Licht . .	1000	707	597	506	309	228
Drummond'sches Licht	1000	573	490	299	168	73
Moderateurlampe . .	1000	442	296	100	80	27

Das electrische Licht war mit 60 grossen Bunsen'schen Elementen, Foucault'schen Regulatorkohlen von Carré im Brennpunkt eines concaven Metallspiegels erzeugt; das

Drummond'sche Licht mittelst Sauerstoff und Leuchtgas; die Moderateurlampe war mit Colzaöl gespeist.

Aus den obigen Zahlen ergibt sich, dass in den verschiedenen oben angeführten Spectren die Intensität nach dem Violett zu eine nur von der Temperatur abhängige Schwächung erfährt. Die Reihenfolge der Lichtquellen nach ihren mittleren Temperaturen würde nach Crova sein:

Moderateurlampe, Stearinlicht, Leuchtgas (Argandbrenner), von diesen beiden sind keine Zahlen angegeben, Drummond'sches Licht, electrisches Licht, Sonnenlicht. Wirkliche Temperaturbestimmungen gibt der Verf. indess nicht. E. W.

XIX. ***V. von Lang.*** ***Verbindung des Spectralapparates mit dem Axenwinkelapparate*** (Z. S. f. Krystgr. II. p. 492—494. 1878.).

Zur Untersuchung der Lagen der Axen beim Gyps und anderen Körpern empfiehlt der Verf. den früher (Carl Rep. III) beschriebenen Axenwinkelapparat unter Fortlassung des Beleuchtungsrohres fest mit dem drehbaren Beobachtungsfernrohr eines Spectralapparates zu verbinden. Das Beleuchtungsrohr (Nicol und Linse) wird vor den Spalt des Spectralapparates gesetzt. E. W.

XX. ***J. Joubert.*** ***Ueber das Drehungsvermögen des Quarzes und seine Veränderung mit der Temperatur*** (C. R. LXXXVII. p. 497—499. 1878.).

Der Verfasser brachte zehn verschiedene Quarzplatten, rechte und linke, die von den verschiedensten Orten stammten und Dicken zwischen 15 und 40 mm hatten, auf Temperaturen, die zwischen -20^0 und 1500^0 lagen. Die Temperatur von -20^0 wurde durch ein Gemisch von Eis und Salz hervorgebracht; für die Temperaturen von $78{,}26^0$; 100^0; $183{,}5^0$; 350^0; 448^0 und 840^0 wurden die Quarzplatten in dem Deville-Troost'schen Apparat zur Bestimmung der

Dampfdichten in Alkohol-, Wasser-, Anilin-, Quecksilber-, Schwefel- und Cadmiumdampf erhitzt. Für die noch höheren Temperaturen diente ein mit schweren Erdölen geheizter Ofen, in dem die Temperaturen bis zu der des erweichenden Porcellans, d. h. bis etwa 1500°, gesteigert werden konnten. Mit besonderer Sorgfalt wurde auf den Parallelismus der beiden Flächen der Quarzplatten geachtet, und darauf, dass diese genau senkrecht auf der optischen Axe standen, und dass der Strahl genau in der Richtung der letzteren durch sie hindurchging. Zur Bestimmung der Drehungen diente entweder die Methode von Fizeau und Foucault oder die von Laurent. Die folgende Tabelle enthält die erhaltenen Resultate; t ist die Temperatur, α das Drehungsvermögen, $\beta \times 10^{-8}$ der mittlere Aenderungscoëfficient von 0° an, q die Drehung, die ein Quarz von 46,172 mm Dicke erzeugen würde.

t	—20	0	100	350	448	840	1500
α	21,599	21,658	21,982	23,040	23,464	25,259	25,420
β	—	—	149	182	186	190	—
q	997,3	1000	1014,9	1063,8	1083,4	1166,2	1173,7

Die sämmtlichen Quarzstücke ergaben gleiche Drehungen. Erhitzte man einen Quarz und liess ihn wieder abkühlen, so hatte er dieselbe Drehung wie vorher. Selbst bei den höchsten Temperaturen bleibt der Quarz durchsichtig und sendet ein schwach rosa Licht aus.

Die beobachtete Aenderung der Drehung rührt einmal von der Vergrösserung der Dicke der Platte, dann aber zum weit überwiegenden Theil von der Aenderung des molecularen Drehungsvermögens her.

Zum Schluss schlägt der Verf. noch vor, die Aenderungen des Drehungsvermögens zu thermometrischen Messungen zu benutzen.

E. W.

XXI. ***W. E. Ayrton und J. Perry. Neue Bestimmung des Verhältnisses der electrostatischen Einheit zur electromagnetischen Einheit*** (Nature XVIII. p. 470—471. 1878.).

Vorläufige Anzeige. Es wurde die Capacität eines Condensators erstens in electromagnetischem Maasse durch den Ausschlag eines Galvanometers, dann durch die Ausmessung seiner Dimensionen in electrostatischem Maasse gemessen. Der Werth v ergab sich im Mittel $v = 29{,}80$.

G. W.

XXII. ***R. Blondlot. Ueber die Nichtexistenz einer von der Erwärmung unabhängigen Verlängerung eines vom Strom durchflossenen Leiters*** (C. R. LXXXVII. p. 206—208. 1878.).

Ein dünnes, sorgfältig ausgeglühtès Band von Messing oder Neusilber wird abwechselnd nach der einen und anderen Fläche je um 45 Grad umgebogen, so dass man eine Art viereckiger Spirale mit etwa 200 Winkeln erhält.

Dieselbe wird oberhalb am einen Ende befestigt und mit einem verticalen Spiegel versehen. Leitet man durch die Spirale einen Strom von 8 Bunsen'schen Elementen, der darin eine absolute electromagnetische Dichtigkeit gleich 37 besitzt, so bemerkt man mittelst Scala und Fernrohr keine Drehung des Spiegels. Die Spirale bleibt sich selbst ähnlich, so dass die Quer- und Längsausdehnung einander proportional, und nur der Erwärmung zuzuschreiben sind. Eine besondere galvanische Längsänderung, die die Winkel an den Biegungen ändern würde, ist demnach nicht nachzuweisen, obgleich man noch eine Ausdehnung von $25 \,.\, 10^{-8}$ m auf den Meter hätte beobachten können. Sind die Metallbänder nicht gut ausgeglüht, so dreht sich der Spiegel infolge der ungleichen Wärmeausdehnung nach verschiedenen Richtungen. Auch müssen die Zuleitungsdrähte an den Enden des Bandes so angelöthet sein, dass der Strom völlig in der Längsrichtung desselben verläuft.

G. W.

XXIII. *J. E. H. Gordon. Ueber den Einfluss des Druckes auf die Funkenlänge in der Luft* (Phil. Mag. (5) VI. p. 185—191. 1878.).

Zwei horizontale, im Abstand von etwa 55 cm nebeneinander liegende, etwa 1,33 m lange und 75 mm weite Glasröhren waren am einen Ende durch eine Messingröhre mit Hähnen verbunden, von der eine Verzweigung unter Zwischenschaltung einer isolirenden lackirten Glasröhre von etwa 55 cm Länge zur Luftpumpe, eine andere zu einem Trockenapparat zum Zulassen von Luft führte. Die Messingröhre war in beiden Röhren mit Messingkugeln von resp. 23,9 und 23,4 mm Durchmesser verbunden. Andererseits waren die Röhren mit Stopfbüchsen geschlossen, durch welche vorn mit Spitzen versehene Messingstäbe gingen, die bis zu den Kugeln herangeschoben werden konnten. Ein Manometer gestattete die Bestimmung des Druckes. Die eine Röhre wurde in directe Verbindung mit der Luft gebracht, die andere mehr oder weniger evacuirt, und die Entladung zwischen beiden verzweigt. Darauf wurde der Abstand von Kugel und Spitze in der evacuirten Röhre so lange abgeändert, bis einmal die ganze Entladung durch sie selbst, dann durch die andere Röhre hindurchging. Das Mittel beider Längen entsprach der Länge verdünnter Luft, deren Widerstand gegen den Electricitätsdurchgang dem einer gegebenen Länge Luft von Atmosphärendruck gleich war.

Von etwa 28 cm Druck an entsprach die Schlagweite nahezu der Dichtigkeit, wie Snow Harris gefunden, indess nur annähernd, da die Entladung von Staubtheilchen, Aenderung der Oberfläche der Electroden durch die Entladungen u. s. f. sehr wesentlich beeinflusst wird. Unter 28 cm Druck ist die Schlagweite viel kleiner, als obigem Gesetz entspricht. (Ein einfaches Gesetz ist hier nicht zu erwarten, da neben den Metallentladungen die, wie Ref. und Dr. Rühlmann und später wiederholt Warren de la Rue und H. Müller gezeigt haben, ebenfalls stets diruptiven Gasentladungen mit wachsender Verdünnung

mehr und mehr hervortreten, von immer grösseren Flächen der Kugeln ausgehen, auch die Electricitätsvertheilung auf den Glaswänden von grossem Einfluss ist und sich so die Verhältnisse compliciren.) G. W.

XXIV. ***C. S. Pierce.*** ***Schwimmende Magnete*** (Nature XVIII. p. 381—382. 1878.).

Entgegen den Versuchen von A. M. Mayer (vgl. Beibl. II. p. 356) behauptet Pierce, dass auch 6 schwimmende Magnete, die in den Ecken eines regulären Sechsecks sich befinden, unter einem starken Magnetpol in stabilem Gleichgewicht sind, wie überhaupt je nach der Länge und Stärke der Magnetisirung der schwimmenden Magnete, der Nähe und Stärke des darüber befindlichen Magnets sich die Anziehungs- und Abstossungsbedingungen ändern und verschiedene Configurationen unter verschiedenen Bedingungen stabil sein können. G. W.

XXV. ***E. Edlund.*** ***Untersuchungen über die unipolare Induction, die atmosphärische Electricität und das Nordlicht*** (K. svenska Wetenskaps Akademiens Handlingar. XVI. Nr. 1. p. 1—36. Separatabz. bei Norstedt & Søner in Stockholm u. Rud. Hartmann in Leipzig. Auszug des Verf.).

Zunächst stellt der Verfasser eine Theorie der unipolaren Induction auf, nach der dieselbe darauf beruhen soll, dass die im Leiter befindlichen electrischen Molecüle in eine relative Bewegung gegen den Magnet gesetzt werden. Sie bilden so einen Strom, auf welchen der Magnet nach bekannten Gesetzen einwirkt. Es hätte also die unipolare Inductionserscheinung nicht ihre Ursache in einer Induction in gewöhnlichem Sinne, sondern müsste als electrodynamische Erscheinung betrachtet werden. Wie dieses zugeht, wird am besten durch ein Beispiel erläutert. Ein verticaler, cylindrischer Stahlmagnet sei von einem concentrischen Metallmantel, umgeben und beide sollen in Rotation um die geometrische Axe des Magnetes gesetzt wer-

den. Dann werden die in dem Metallmantel befindlichen electrischen Molecüle in der Rotationsrichtung mitgeschleppt und bilden horizontale Ströme rings um den Magnet. Man kann nämlich nicht annehmen, dass die electrischen Molecüle in dem rotirenden Mantel in Ruhe verbleiben können. Bei der Annahme einer einzigen Electricität entsprechen diese Ströme den von einer galvanischen Säule gelieferten. Nimmt man dagegen zwei Electricitäten an, so besteht der Unterschied zwischen den auf diese Weise gebildeten und den gewöhnlichen galvanischen Strömen darin, dass bei jenen die beiden Electricitäten in demselben Sinne sich bewegen, wogegen sie bei diesen in entgegengesetzter Richtung laufen. Auf diese horizontalen Ströme wirken die Pole des im Metallmantel stehenden Magnetes ein. Wie bekannt, wirkt ein Magnetpol auf ein Stromelement ds mit einer Kraft $\frac{Mi \sin \lambda \, . \, ds}{r^2}$, wo M, i, r, λ die bekannten Bedeutungen haben. Da bei der Rotation des Mantels beide Electricitäten in derselben Richtung mitgeschleppt werden, so werden dieselben durch die Magnetkraft von einander getrennt. Wie eine einfache Rechnung zeigt, sammelt sich die eine an den Enden und die andere an der Mitte des Mantels. Nimmt man nur eine Electricität an, was nach der Ansicht des Verf. das richtige ist, so sammelt sich diese an den Enden des Mantels, und es entsteht dadurch ein Mangel derselben in der Mitte, oder umgekehrt, je nach der Rotationsrichtung und der Lage der Magnetpole. Es muss daher ein Strom entstehen, wenn man die Mitte des Mantels mit einem seiner Enden durch einen Metalldraht verbindet. Die aus dieser Vorstellung hergeleitete Richtung des Stromes stimmt unter allen Verhältnissen mit der Erfahrung überein.

Die fragliche Strombildung beruht darauf, dass die electrischen Molecüle in eine relative Bewegung zum Magnet versetzt werden. So muss auch in einem ruhenden Metallstabe, um welchen ein diesem paralleler Magnetstab in einem Kreise rotirt, eine electrische Vertheilung derart entstehen, dass ein Strom zu Stande kommt,

sobald das eine Ende des Stabes mit seiner Mitte durch einen Metalldraht verbunden wird.

Der Verf. wendet seine Theorie auf einige zum Theil complicirte Inductionsfälle an und zeigt die Uebereinstimmung der Berechnung und Erfahrung. Uebrigens wird bewiesen, dass die aufgestellte Theorie in voller Uebereinstimmung mit den Forderungen der mechanischen Wärmetheorie steht. Man kann eigentlich nicht sagen, dass dieselbe von irgend einer Hypothese abhängig sei; denn als solche kann man wohl nicht die Annahme betrachten, dass die Electricität in der Bewegungsrichtung des Leiters convectiv mitgeschleppt wird. Sie ist unabhängig von der Annahme einer oder zweier Electricitäten. Besonders wird bewiesen, dass die Rotation des Magnetes um seine eigene Axe nicht im Stande ist, eine unipolare Inductionswirkung hervorzubringen; woraus folgt, dass die gewöhnliche Ansicht, dass der Magnet in einem mit ihm auf unveränderlichen Weise verbundene Leiter keine unipolare Induction zu bewirken vermag, nicht als richtig betrachtet werden kann.

In der zweiten Abtheilung benutzt der Verf. die aufgestellte Theorie, um die atmosphärische Electricität und das Nordlicht zu erklären. Er bemerkt dabei zuerst, dass die magnetischen Eigenschaften der Erde keineswegs vollständig durch die Annahme eines in ihrem Inneren befindlichen Magnets erklärt werden können. Doch verhält sich im allgemeinen die Erde wie ein Magnet, dessen Axe mit der Erdaxe einen Winkel α bildet. Die erdmagnetischen Beobachtungen zeigen übrigens, dass der Abstand ϱ des Mittelpunktes der Erde von den magnetischen Polen nicht so gross sein kann wie der halbe Erdradius. Der Erdkörper kann als ein guter Electricitätsleiter angesehen werden. Das Leitungsvermögen der unteren Luftschichten beruht grösstentheils auf ihrer relativen Feuchtigkeit und ist deswegen stetigen Veränderungen unterworfen; die oberen, dünneren Schichten der Erdatmosphäre vermögen dagegen die Electricität besser zu leiten. Wenn man nun diese Eigenschaften der Erde in Betracht zieht und zu-

gleich beachtet, dass die Erde von Westen nach Osten rotirt, und dass der Magnetpol der nördlichen Halbkugel ein Südpol ist, so erklären sich die Luftelectricität und die Polarlichter als unmittelbare Folgen der unipolaren Induction.

Ein positiv electrisches Molecül in dem Abstande r von dem Mittelpunkte der Erde und in der geographischen Breite l beschreibt während der Rotation einen Kreis vom Radius $r \cos l$. Wird die Rotationszeit der Erde zur Zeiteinheit genommen, so wird die Geschwindigkeit des Molecüls $2\pi r \cos l$; es bildet also ein Stromelement, dessen Intensität durch $2\pi r \cos l$ bezeichnet werden kann. Auf dieses Stromelement wirken die beiden Magnetpole der Erde. Es liege der Einfachheit wegen das betrachtete Molecül in der Ebene, die die Rotationsaxe und die Magnetaxe einschliesst. Wenn M das magnetische Moment der Pole und k eine Constante bedeuten, so erhält man für die Kraft, die das Molecül in der Richtung des Erdradius von dem Mittelpunkt der Erde fortführt, den Ausdruck:

$$\text{(C)} \quad \frac{kM(r\cos l - \varrho \sin\alpha)\varrho\cos(l+\alpha)}{(r^2+\varrho^2-2r\varrho\sin(l+\alpha))^{\frac{3}{2}}} + \frac{kM(r\cos l + \varrho\sin\alpha)\varrho\cos(l+\alpha)}{(r^2+\varrho^2+2r\varrho\sin(l+\alpha))^{\frac{3}{2}}}.$$

Die Kraft, die das Molecül in horizontaler Richtung von den Aequatorialgegenden gegen die erdmagnetischen Pole zu führen sucht, wird:

$$\text{(D)} \quad \frac{kM(r\cos l - \varrho\sin\alpha)[r - \varrho\sin(l+\alpha)]}{(r^2+\varrho^2-2r\varrho\sin(l+\alpha))^{\frac{3}{2}}} - \frac{kM(r\cos l + \varrho\sin\alpha)[r + \varrho\sin(l+\alpha)]}{(r^2+\varrho^2+2r\varrho\sin(l+\alpha))^{\frac{3}{2}}}.$$

Wie die Formel (C) angibt, wird die positive Electricität (der Aether) durch die Inductionskraft aus der Erde in die Atmosphäre geführt, deren untere Schicht im allgemeinen ein schlechter Electricitätsleiter ist. Die Erde selbst wird dadurch negativ und die Atmosphäre positiv electrisch. Es ist ausserdem einleuchtend, dass die positive Ladung mit der Höhe über der Erdoberfläche zunehmen muss. Weil die oberen Schichten der Atmosphäre ein grösseres Leitungsvermögen besitzen, wird die positive Electricität, sobald sie bei diesen Schichten angekommen ist, mit Leichtigkeit durch die horizontale Kraftcomponente

(nach der Formel (D)) in der nördlichen Hemisphäre gegen den Nordpol, und in der südlichen gegen den Südpol getrieben. Die Stärke dieser Ströme in der höheren Atmosphäre werden im allgemeinen mit dem Abstande von den Aequatorialgegenden bis zu einer gewissen Grenze zunehmen. Setzt man für l die geographische Breite des magnetischen Poles oder $90 - \alpha$ in dem Ausdruck (C) ein, so wird er Null, und in der Nähe dieses Punktes ist derselbe sehr gering. In den Polargegenden wird also nur eine geringe Menge electrischer Flüssigkeit aus der Erde in die Atmosphäre getrieben. Da auch (D) für diese Gegegenden einen geringen Werth bekommt, so kann nur eine unbedeutende Menge aus den dem Aequator näher liegenden Gegenden zugeführt werden. Hieraus folgt, dass die Luftelectricität in den Polargegenden nur sehr schwach sein kann; wogegen die Erde selbst, weil sie ein guter Leiter ist, hier ungefähr dieselbe electronegative Ladung wie in anderen Gegenden zeigen muss. Diese Folgerung ist vollständig durch die schwedischen Polarexpeditionen bestätigt worden.

Nach dem Obenangeführten muss die positiv electrische Spannung in den höheren Luftschichten mit dem Abstande von den Aequatorialgegenden bis zu einem Maximum wachsen. Es entspricht diesem rings um den magnetischen Pol eine ellipsenförmige Curve, welche in der nördlichen Hemisphäre in Amerika viel weiter nach Süden als in Europa und Asien läuft. Wenn nun diese Spannung eine hinreichende Stärke erreicht hat, so strömt die positive Electricität in die negative Erde hinab. Der Verf. beweist, dass dieses Hinabströmen in der Richtung der Inclinationsnadel geschehen muss, weil der von der Inductionskraft verursachte Widerstand in dieser Richtung gleich Null ist. Wenn die fraglichen Ströme stark genug sind, erleuchten sie ihren Weg durch die dünneren Luftschichten, wodurch das Polarlicht entsteht. In den Gegenden auf der Erdoberfläche, die im Süden von der Maximumcurve sich befinden, sieht man das Nordlicht im Norden, und der Scheitelpunkt des Lichtbogens muss etwa in dem mag-

netischen Meridian sich befinden. Nördlich von der Maximumcurve, wie auf Spitzbergen und in den nördlichen Theilen von Nord-Amerika, sieht man das Nordlicht im Süden, und wenn man schliesslich unter der genannten Curve steht, so sieht man die Lichtstrahlen in der Richtung der Inclinationsnadel zur Erde herabkommen. Aus der Betrachtung geht weiter hervor, dass die positive Electricität der Atmosphäre sich nicht in den Aequatorialgegenden durch schwache, continuirliche Ströme in die Erde entladen kann, weil die erdmagnetische Inductionskraft einen zu grossen Widerstand dagegen stellt. Dieses muss hier durch starke, disruptive Entladungen geschehen. Die Polarlichter in den höheren Breiten werden deswegen in den Aequatorialgegenden durch Blitzschläge ersetzt.

Die electrischen Ströme, die auf die oben angedeutete Weise in der Atmosphäre von den Aequatorialgegenden gegen die Pole, und umgekehrt in der Erde laufen, müssen natürlich auf eine in der Erdoberfläche aufgestellte Declinationsnadel einwirken. Wie schon bemerkt, nimmt die Intensität dieser Ströme mit der geographischen Breite zu und sie ist überdies von der relativen Feuchtigkeit der Luft abhängig. Die täglichen Variationen der relativen Feuchtigkeit sind aber grösser im Sommer als im Winter und wachsen mit der geographischen Breite. Es kann deswegen nicht befremden, dass die täglichen Declinationsvariationen grösser im Sommer als im Winter sind, und dass sie mit dem Abstande von dem Aequator zunehmen.

Literatur-Uebersicht.

Berliner Monatsberichte. 1878. Juli—August.

Helmholtz. *Telephon u. Klangfarbe (erscheint in den Annalen), p. 480—500.*

Websky. *Ueber die Lichtreflexe schmaler Krystallflächen, p. 501—513.*

Wiener Anzeiger. 1878. Nr. 19—20.

Fr. Exner und G. Goldschmiedt. *Ueber den Einfluss der Temperatur auf das galvanische Leitungsvermögen der Flüssigkeiten. p. 155.*

E. Mach u. L. v. Weltrubski. Ueber die Formen der Funkenwellen, p. 157.

G. Ciamician. Ueber den Einfluss von Dichte u. Temperatur auf die Spectren von Dämpfen u. Gasen, p. 158—160.

E. Mach u. S. Doubrava. Ueber die electrische Durchbrechung des Glases, p. 177.

L. Boltzmann. Ueber die Beziehung der Diffusionsphänomene zum zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie, p. 177.

E. Lecher. Verbindungswärme von Kohlensäuregas u. Ammoniakgas zu carbaminsaurem Ammoniak, p. 177—178.

M. Margules. Bemerkung zu den Stefan'schen Grundformeln der Electrodynamik, p. 195—197.

A. Handl. Notiz über einen einfachen Apparat zur Erhaltung eines constanten Gasdruckes, p. 199.

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akademie.

M. Margules. Ueber Theorie u. Anwendung der electromagnetischen Rotationen (LXXVII. 23. Mai 1878), p. 1—14.

C. Puschl. Grundzüge der aktinischen Wärmetheorie (LXXVII. 4. April 1878), p. 1—30.

H. Hammerl. Ueber die Kältemischung aus Chlorcalcium und Schnee (LXXVIII. 6. Juni 1878), 20 pp.

E. Mach. Ueber den Verlauf der Funkenwellen in der Ebene und und im Raum (LXXVII. 23. Mai 1878), 20 pp.

Mathematische Annalen. 1878. XIV. Heft 1—2.

H. Weber. Anwendung der Thetafunktionen zweier Veränderlicher auf die Theorie eines festen Körpers in einer Flüssigkeit, p. 173—206.

Schlömilch, Zeitschr. f. Math. u. Phys. 1878. Bd. XXIII. Heft 5—6.

W. C. Wittwer. Ueber die Bedingungen der Aggregatzustandsveränderungen, p. 286—307.

A. Giesen. Oscillatorische Bewegung eines verlängerten Rotationsellipsoides infolge der Anziehung eines weit entfernten Punktes, p, 308—401.

Chemische Berichte. 1878. Bd. XI. Heft 14—15.

W. Staedel. Ueber Halogensubstitute des Aethans u. Aethylens. 1) Hexachlorkohlenstoff von E. Hahn. 2) Chlorbrom- und Bromsubstitutionsprodukte des Aethans u. Aethylens von J. Denzel, p. 1741.

W. Staedel u. Kleinschmidt. Ueber das Isoindol, p. 1744—47.

W. Staedel. Notiz über Traubensäure, p. 1752—53.

J. Landauer. Zur Kenntniss der Absorptionsspectra, p. 1772—75.

R. Meyer. Ueber Hydroxylirung durch directe Oxydation, p. 1787—90.

Flawitsky. Ueber Terpene, p. 1846—47.

V. Meyer. *Zur Dampfdichtebestimmung, p. 1867—70.*
H. Burger. *Spectroskopische Untersuchungen über die Constitution von Lösungen, 1876—79.*

Polytechnisches Notizblatt. 1878. *Bd.* XXXIII. *Nr.* 19 *u.* 22.

Ueber die pyrophorischen Eigenschaften des weinsauren und oxalsauren Eisens, p. 351.

Kolbe, Journal f. prakt. Chemie. 1878. *Bd.* XVIII. *Heft* 15—16.

E. v. Meyer. *Ueber die unvollkommene Verbrennung von Wasserstoff-Kohlenoxyd-Gemischen, p. 290—293.*

Dingler Journal. 1878. *Bd.* CCXXX. *Heft* 1.

Carré. *Electrische Lampe, p. 10—11.*

Zeitschr. für Krystallogr. u. Mineral. 1878. *Bd.* II. *Heft* 4 *u.* 5.

F. Klocke. *Mikroskopische Untersuchungen über das Wachsen u. Abschmelzen der Alaune in Lösungen isomorpher Substanzen, p. 552—575.*
J. Strüver. *Ueber die Krystallformen einiger Santoninderivate, p. 588—623.*
R. Panebianco. *Krystallographisch-chemische Notizen, p. 66.*

Comptes rendus. 1878. *T.* LXXXVII. *Nr.* 16—20.

Decharme. *Complément à son mémoire sur les formes vibratoires des corps solides et liquides, p. 551—552.*
M. Delafontaine. *Sur un nouveau métal, le phillippium, p. 559—561.*
Berthelot. *Sur la formation thermique des combinaisons de l'oxyde de carbone avec les autres éléments, p. 571—573.*
— *Diverses déterminations thermiques, p. 573—576.*
L. Boltzmann. *Remarques au sujet d'une communication de M. M. Lévy, sur une loi universelle relative à la dilatation des corps p. 593.*
V. Liguine. *Note relative au théorème sur la composition des accélérations d'ordre quelconque, p. 593—595.*
Berthelot. *Sur la décomposition des hydracides par les métaux, p. 619—625.*
Delafontaine. *Sur le décipium, métal nouveau de la samarskite, p. 632—634.*
— *Le didyme de la cérite est probablement un mélange de plusieurs corps, p. 634—635.*
Gouey. *Réponse à une communication récente de M. Hirn sur un appareil gyroscopique, p. 636—637.*
Escary. *Remarque relative à deux intégrales obtenues par Lamé dans la théorie analytique de la chaleur, p. 646—648.*
M. Lévy. *Réponse à une observation de M. Boltzmann, p. 649.*
J. M. Gaugain. *Sur l'aimantation des tubes d'acier, p. 649—651.*

Perrodon. *Sur un télephone avertisseur, p. 651—653.*

Berthelot. *Sur les déplacements réciproques entre l'oxygène, le soufre et les éléments halogènes, combinés avec l'hydrogène, p. 667—671.*

— Sur la réaction entre le mercure et le gaz chlorhydrique. p. 673.

N. Lockyer. *Note préliminaire sur la nature composée des éléments chimiques, p. 673.*

Dumas. *Bemerkung dazu, p. 674—675.*

M. Lévy. *Sur une loi universelle relative à la dilatation des corps, p. 676—679.*

J. Boussinesq. *Sur une propriété simple qui charactérise le mode de répartition du poids d'un solide, posé sur un sol horizontal, p. 687—689.*

P. Bert. *Sur la région du spectre solaire indispensable à la vie végétale, p. 695—697.*

De Saint Venant. *Sur la dilatation des corps échauffés et sur les pressions qu'ils exercent, p. 713—718.*

R. Clausius. *Sur l'énergie d'un corps et sa chaleur spécifique, p. 718—719.*

Massieu. *Observations concernant le mémoire de M. Lévy sur une loi universelle relative à la dilatation des corps, p. 731—734.*

Ant. Breguet. *Sur la théorie des machines du genre de celles de Gramme, p. 746—748.*

Journal de physique. 1878. Vol. VII. October—November.

Bichat. *Sur la mesure de la vitesse du son, p. 330—333.*

E. Bouty. *Nombres des éléments nécessaires pour déterminer l'effet extérieur d'un système optique, p. 331—340.*

A. Terquem. *Recherches sur la réalisation des systèmes laminaires de Plateau, p. 340—345.*

A. Crova. *Étude de l'énergie des radiations émises par les sources calorifiques et lumineuses, p. 357—363.*

Mascart et Angot. *Recherches expérimentales sur les machines magnéto-electriques (fin), p. 363—377.*

Bourseul. *Contributions à la théorie des voyelles, p. 377—380.*

Ann. scientif. de l'École normale. 1878. Bd. VII. Sept.—Nov.

A. Terquem. *Sur les courbes dues à la coëxistence de deux mouvements vibratoires perpendiculaires, p. 349—360.*

Les Mondes. 1878. T. XLVII. Nr. 8—11.

S. Stroumbo. *Induction électrique, p. 327—333.*

F. Moigno. *Le phonautographe, p. 371.*

Boudréaux. *Vase à tubulure pour le principe d'Archimède, p. 379—381.*

Trouvé. *Microphone, p. 446—448.*

Stroumbo. *Appareil pour la démonstration de la déclinaison et de l'inclinaison de l'aiguille aimantée, p. 448—451.*

Archives de Genève. 1878. (2) T. LXX. October u. November.

Ch. Dufour. *Sur un phénomène acoustique que présente l'église de Bex, p. 82—83.*

M. C. Marignac. *Sur l'ytterbine terre nouvelle contenue dans la gadolinite, p. 97—107.*

Archives néerlandaises. 1878. XIII. Heft 4.

H. de Vries. *Sur la perméabilité des membranes précipitées, p. 344—355.*

Philosophical Magazine. 1878. (5) VI. November.

Th. Gray. *On the experimental determination of magnetic moment in absolute measure, p. 321—331.*

S. P. Thompson. *Magnetic figures illustrating electrodynamic relations, p. 348—353.*

J. Purser. *On the applicability of Lagrange's equations in certain cases of fluid-motion, p. 354—359.*

J. J. Hood. *On the laws of chemical change, p. 371—383.*

S. P. Preston. *A consideration regarding the proper motion of the sun in the space, p. 393—394.*

— *On diffusion as a mean for converting normal-temperature heat into work, p. 400.*

Nature. 1878. Vol. XVIII. 3. Oct. bis 31. Oct.

M. M. Pattison Muir. *Are the ‚elements' elementary, p. 592—593. 625—627.*

A. M. Mayer. *On the nature of vibratory motions, p. 594.*

R. H. Ridout. *An experimental investigation of the structure of fluid columns which are affected by sound, p. 604—606.*

H. Airy. *Blakburn's double pendulum, p. 617.*

V. A. Julius. *The microphone as a receiver, p. 642.*

A. M. Mayer. *On the nature of vibratory motions, p. 648—650.*

J. Ch. Draper. *On the presence of dark lines in the solar spectrum which correspond closely to lines of the spectrum of oxygen, p. 654—657.*

H. C. Sorley. *On a new method of studying the optical characters of minerals, p. 684—686.*

W. F. Barrett. *The telephone, its history and its recent improvements, p. 698—700.*

T. XIX. 7. Nov. bis 14. Nov.

W. F. Barrett. *The telephone etc., p. 12—14.*

— *The Werdermann electric light, p. 16.*

E. Gatehouse. *The Werdermann eleltric light, p. 37—38.*

Chemical News. 1878. Vol. XXXVIII. Nr. 987—990.

Sitzung der Chem. Soc. 7. Nov.: C. R. A. Wright und A. P. Luff. A second report on some points in chemical dynamics, p. 238—239.

Sitzung der Phys. Soc. 9. Nov.: S. P. Tisley. Coloured bands of thick plates, p. 240—241.

L'Elettricista. 1878. 15. October.

L. Borlinetto. *Esperienze telefoniche e microfoniche, p. 605—616.*

A. Righi. *Il telefono che s'ascolta a distanza, p. 616—622.*

Il Nuovo Cimento (3) 1878. III. Juli.

A. Bartoli. *Sopra alcuni fenomeni che si osservano nel passagio di una corrente elettrica per un voltametro ad acqua, p. 93—102*

E. Padova. *Intorno ad alcune osservazioni del Prof. C. Neumann sulla legge di Weber, p. 103—115.*

F. Pierucci. *Nuova macchina elettroforica, p. 116—117.*

Journal der russischen phys. Gesellschaft. 1878. X. Heft 7—9.

J. Borgmann. *De l'influence du milieu ambiant sur les actions électrodynamiques, p. 129—154.*

— *Sur la détermination de la fonction magnétique des liquides, p. 155—174.*

R. Colley. *Sur la polarisation des électrodes, p. 177—258.*

Öfversigt af Kongl. Vetenskaps-Akademiens Förhandlingar 35. Jahrg. (Stockholm.) 1878. Heft 3—5.

Edlund. *Anmärkningar om den elektromotiska kraft, som uppkommer vid strömmande vätskörs strömmande genomm rör 13. März, p. 5—9. (cf. Annalen III., p. 486—487.)*

L. F. Nilson und O. Pettersson. *Om beryllium's specifika värme, p. 41—50. (cf. Beibl. II. p. 209).*

Separatabzüge.

Her. Messer. *Ueber den Verlauf der elastischen Nachwirkung durchgebogener Stäbe (Separatabz. aus den Ber. der naturf. Gesellsch. zu Freiburg. II. Heft 3. 1878), p. 1—2.*

J. N. Lockyer and A. Schuster. *Report on the total solar eclipse of April 6. 1875 (Phil. Trans. of the Roy. Soc. London. Part I. 1878), p. 139—154.*

P. Schreiber. *Der Barothermograph, ein Registrirapparat für den Druck u. die Temperatur der Atmosphäre (Ber. der naturw. Ges. in Chemnitz. VI. 1878), p. 56—70.*

D. Tommasi. *Azione dei raggi solari sui composti aloidi d'argento (Rendiconti del R. Ist. Lomb. (2) XI. fasc. 14 e 15. 1878), 7 pp.*

G. van der Mensbrugghe. *Études sur les variations d'énergie potentielle des surfaces liquides (Mém. de l'ac. de Bruxelles. XLIII. 1878), 39 pp.*

C. G. Müller. *Untersuchungen über den deutschen Bessemerprocess (Z.-S. des Ver. deutsch. Ing. XXII. 1878), p. 385—403.*

J. Billmayr. *Zur Geschichte des Rotationsmagnetismus (Progr. der k. Bayr. Studien-Anstalt in Aschaffenburg. 1876/77), p. 1—59.*

E. Hagenbach. *Bernouillanum (Anstalt für Phys., Chem. u. Astr. an d. Univ. Basel), Bericht über die Ausrüstung der astronomischen Anstalt, p. 1—11.*

J. Plateau. *Bibliographie analytique des principaux phénomènes subjectifs de la vision depuis les temps anciens jusqu'à la fin du XVIII[e] siècle, suivie d'une bibliographie simple pour la partie écoulée du siècle actuel (aus B. XLII. des Mém. de l'Ac. roy. des sciences, des lettres et des beaux arts de Belgique 1877). — Prem. sect. Persistance des impressions sur la rétuie, p. 1—59, — Deux. sect. Couleurs accidentelles ordinaires de succession, p. 1—59. — Trois. sect. Images qui succèdent à la contemplation d'objets d'un grand éclat ou même d'objets blancs bien éclairés, p. 1—26. — Quatr. sect. Irradiation, p. 1—44. — Cinq. sect. Phénomènes ordinaires de contraste, p. 1—35. — Six. sect. Ombres colorées, p. 1—43.*

L. Bombici. *Considerazioni critiche sopra alcune recenti publicazioni italiane di cristallografia (Am 14. Febr. 1878 der Acad. zu Bologna vorgelegt), p. 1—14.*

F. Stacci. *Il pendolo di Leone Foucault et la resistenza dell' aria (Atti della R. Ac. delle Sc. d. Torino. XIII. 12. Mai 1878), 23 pp.*

C. Cappa. *Sopra lo sviluppo di elettricità prodotta nel contatto dei metalli coi liquidi (Atti della R. Acc. delle Sc. di Torino. XIII. 26. Mai 1878), p. 1—9.*

C. Marangoni. *Ricerche teoriche e sperimentali sulla cristallogenesi e loro applicazioni alla storia fisica dei minerali cristallizzati (Rendiconti dell' Acc. delle Sc. di Bologna. 6. Dec. 1877), 8 pp.*

G. Calderoni. *Tentativo per determinare direttamente la velocità di propagazione d'un impulso nei corpi aeriformi (Prog. d. R. Liceo Danielle Man in Cremona), 1—41.*

J. Hopkinson. *Electrostatic capacity of glass (Phil. Trans. Part I. 1878), p. 17—23.*

L. Weber. *Ueber die Anwendung der Theorie des Potentiales auf physikalische Probleme (Schrift d. natur.-wiss. Ver. für Schleswig-Holstein), p. 105—118.*

G. Basso. *Sulle correnti elettriche d'induzione generate per mezzo di moti oscillatori (Atti della R. Acc. Sc. di Torino. XIII. 10. Febr. 1878), 26 pp.*

— *Sull' uso delle bussole reometriche per circuti elettriche di breve durata (ibid. 7. April 1878), 12 pp.*

D. Tommasi. *Riduzione del cloralio (Rend. del R. Ist. Lomb. (2) XI.), 10 pp.*

M. Stoma. *Untersuchung über die specifische Wärme des Wassers (Inaug.-Diss. zu Zürich. Zürrich, Zürcher u. Furrer), p. 1—40.*

Th. Schwedoff. *Illusions astronomiques (Odessa, H. Ulrich 1878), p. 1—42.*

Fr. Scharff. *Treppen- u. Skelettbildungen einiger regulärer Krystalle (Abh. der Senkenburg. Ges. XI. 1878), p. 1—36.*

V. Riatti. *Sulla depolarisazione di un elemento voltaico semplice per fatto del calore (Forli Tipografia Croppi), p. 1—7.*

A. V. Tidblom. *Pendel-bestämmingar under den svenska artiska expeditionen (Lunds Universitäts-Arsskrift XIV. 1878), 32 pp.*

A. Wijkander. *Du frottement intérieur des liquides (ibid.), 22 pp.*

Eingegangene Bücher.

G. Gore. *The art of scientific discovery or the general conditions and methods of research in physics and chemistry (London. Longmans, Green and Co. 1878), p. 1—648.*

1878. BEIBLÄTTER № 12.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND II.

I. ***Gustav Schmidt.*** ***Einfache Ableitung der Euler'schen Bewegungsgleichungen*** (Sitzungsber. d. kgl. böhm. Ges. d. Wiss. 1878. Separatabz. 3 pp.).

Der Schwerpunkt eines Körpers von der Masse M habe zur Zeit t die Coordinaten x, y, z. u, v, w seien dessen Geschwindigkeiten; X, Y, Z die Componenten aller Kräfte; J_1, J_2, J_3 die Hauptträgheitsmomente; w_1, w_2, w_3 die Winkelgeschwindigkeiten; L_1, L_2, L_3 die Momente der Kräfte für die drei Hauptaxen. Dann haben die sechs Bewegungsgleichungen die Formen:

$$1\text{—}3)\quad M\frac{du}{dt} = X \ldots \qquad 4\text{—}6)\quad J_1\frac{dw_1}{dt} + (J_3 - J_2)\,w_2 w_3 = L_1 \ldots$$

Die Gleichungen 4—6 sind die Euler'schen. $J_1\frac{dw_1}{dt}$ ist ganz analog $M\frac{du}{dt}$, denn J_1 ist die auf die Entfernung 1 reducirte Masse, $J_1\frac{dw_1}{dt}$ die zur Beschleunigung von J_1 erforderliche Kraft in der Entfernung 1, also ein Theil des Momentes L_1.

Um die Bedeutung von $J_3\,w_2\,w_3$ und $J_2\,w_2\,w_3$ abzuleiten, sei der wirkliche Körper durch einen idealen, in Betreff der Bewegungserscheinungen gleichwerthigen, ersetzt.

Ist S der Schwerpunkt; $S\xi$, $S\eta$, $S\zeta$ die drei Hauptaxen; K_1, K_2, K_3 drei aus S beschriebene Kreise vom Radius 1, die senkrecht auf $S\xi$, $S\eta$, $S\zeta$ stehen, so kann man auf ihnen J_1, J_2, J_3 gleichförmig vertheilt denken.

Auf K_3 ist J_3 vertheilt; dann fällt auf die Längeneinheit die Masse $\frac{J_3}{2\pi}$, auf das Bogenelement $d\varphi$ aber $\mu = J_3\frac{d\varphi}{2\pi}$.

Sie beschreibt bei der Drehung um $S\zeta$ in der Zeit dt einen Weg $d\varphi = w_3 dt$ (φ ist der Winkel zwischen SM und $S\eta$); zugleich dreht sich der Kreis K_3 um $S\eta$ und $S\xi$ mit der Winkelgeschwindigkeit w_2 und w_1. Erstere Drehung bewirkt die Hebung des Punktes M um einen Winkel $w_2 dt$, also eine wirkliche Hebung um $w_2 \sin\varphi\, dt$; für den Nachbarpunkt m ist sie $w_2 \sin(\varphi + d\varphi) dt = w_2 \sin\varphi\, dt + w_2 \cos\varphi\, d\varphi\, dt$. M hebt sich also bei seinem Fortschreiten nach m um $w_2 \cos\varphi\, d\varphi\, dt$. Dazu ist eine parallel $S\zeta$ wirkende Kraft p = Masse × Beschleunigung g', die in der Zeit dt den Weg $\frac{1}{2}g' dt^2$ hervorbringt, nöthig; es ist also:

$$w_2 \cos\varphi\, d\varphi\, dt = w_2 w_3 \cos\varphi\,.\, dt^2 = \tfrac{1}{2}g' dt^2.$$

Da also $g' = 2 w_2 w_3 \cos\varphi\, dt$ ist, so wird $p = \mu g' = \frac{J_3}{\pi} w_2 w_3 \cos\varphi\, d\varphi$. Diese Kraft liefert für die $S\xi$-Axe ein Drehungsmoment $p \cos\varphi$. Aus allen Punkten des Kreises K_3 entspringt daher ein Drehungsmoment:

$$l_1 = \frac{J_3}{\pi} w_2 w_3 \int_0^{2\pi} \cos^2\varphi\, d\varphi = J_3 w_2 w_3.$$

Das aus p für die η-Axe entstehende Moment ist 0. Die Drehung um die $S\xi$-Axe mit der Geschwindigkeit w_1 liefert noch einen Theil l_2 des Momentes L_2, nämlich:

$$l_2 = - J_3 w_1 w_3.$$

Ganz ähnliche Betrachtungen gelten für die Kreise K_2 und K_1, so dass die obige Gleichung unmittelbar abgeleitet ist.

E. W.

II. ***Gustav Schmidt. Die innere Pressung*** (Z. S. d. österr. Ing. u. Arch. Ver. V. 1877. Separatabz.).

Der Verfasser hatte schon 1867 darauf aufmerksam gemacht, dass auch die festen Körper das Mariotte'sche Gesetz befolgen, sobald man den Elasticitätsmodul ε als die Grösse der Molecular-Anziehung pro Flächeneinheit betrachtet. Ist P die äussere Kraft, welche auf die Fläche f

wirkt, also $p = \frac{P}{f}$ die äussere Pressung pro Flächeneinheit, so wirken p und ε auf den Körper von der Länge l und es muss nach dem Mariotte'schen Gesetz:

$$(p + \varepsilon)(l - \Delta l) = \varepsilon l \text{ also } p = \varepsilon\left(\frac{\Delta l}{l - \Delta l}\right)$$

oder angenähert:

$$p = \varepsilon \frac{\Delta l}{l}$$

sein, weil Δl gegen l zu vernachlässigen ist.

Eine ganz ähnliche Gestalt hat die von G. A. Hirn aufgestellte Zustandsgleichung der trockenen Dämpfe:

$$(v - \sigma)(p + \varepsilon) = B\,T,$$

worin $v - \sigma$ die Volumsvermehrung beim Uebergang aus der flüssigen Form in überhitzten Gaszustand, p die äussere,

$$\varepsilon = \frac{D}{v^{\varkappa}}$$

die innere Pressung bedeutet, nämlich die Molecular-Anziehung pro Flächeneinheit, welche mit dem äusseren specifischen Drucke p in gleichem Sinne wirkt. $\varkappa$ ist gegeben durch die Clausius'sche Gleichung:

$$c(\varkappa - 1) = AB.$$

Dass die innere Pressung dieselbe Rolle wie der Elasticitätsmodul spielt, wird besonders durch folgendes gestützt.

Bekanntlich beträgt die Anzahl transversaler Schwingungen einer Saite von der Länge l:

$$n = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{g\,P}{Q\,l}}.$$

Bei dem Querschnitt f, der specifischen Spannung σ und dem specifischen Gewichts γ:

$$n = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{g\,\sigma}{\gamma}}.$$

Bei Longitudinalschwingungen, bei welchen die Spannung σ der Molecular-Anziehung ε entgegenwirkt, tritt $\varepsilon - \sigma$ an Stelle von σ, und es folgt:

$$n' = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{g(\varepsilon - \sigma)}{\gamma}},$$

daher:

$$\frac{n}{n'} = \sqrt{\frac{\sigma}{\varepsilon - \sigma}} = \sqrt{\frac{l' - l}{l}},$$

da $l'(\varepsilon - \sigma) = l\varepsilon$ oder $l'\sigma = \varepsilon(l' - l)$.

Bei den transversalen Schwingungen kommt der Elasticitätsmodul ganz ausser Betracht, was am besten aus folgender Ableitung der Gleichung für n klar wird:

Sind x, y die Coordinaten eines Saitenpunktes, S die tangentiale Spannung zur Zeit t, gerechnet von der Position in der Ruhelage, so ist:

$$y = f(x, t), \qquad S = F(x, t).$$

Ist zu einer bestimmten Zeit t, $\frac{dy}{dx} = \text{tang}\,\varphi$, so sind die Componenten der Spannung S, $S\cos\varphi$ und $S\sin\varphi$, folglich muss für transversale Schwingung eines Theilchens von der Länge dx, also dem Gewicht $\frac{Q}{l}dx$ die Summe der Horizontalkräfte, das ist:

$$d(S\cos\varphi) = 0, \text{ also } S\cos\varphi = \text{Const.} = P$$

sein, und die Summe der Verticalkräfte, nämlich:

$$d(S\sin\varphi) = d(P\,\text{tang}\,\varphi) = Pd.\frac{dy}{dx} = P\frac{d^2y}{dx^2}dx$$

ist gleich der beschleunigenden Kraft $\frac{Q}{gl}dx\frac{d^2y}{dt^2}$, also:

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{g\,Pl}{Q}\,\frac{d^2y}{dx^2}.$$

Dieser partiellen Differential-Gleichung entspricht mit hinreichender Allgemeinheit das Integral:

$$y = r\sin\frac{2\pi x}{\lambda}\sin\frac{2\pi t}{T}, \text{ wenn } \frac{1}{T^2} = \frac{g\,Pl}{Q}\cdot\frac{1}{\lambda^2}$$

und da für $x = l$, $y = 0$, also $\frac{2\pi l}{\lambda} = \pi$ sein muss, so folgt $\lambda = 2l$, daher:

$$\frac{1}{T^2} = \frac{gP}{4Ql}.$$

$n = \frac{1}{T}$ ist aber die Anzahl ganzer Schwingungen pro Secunde, daher:

$$n = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{gP}{Ql}} \text{ und } y = r \sin\frac{\pi x}{l} \sin\frac{2\pi t}{T}.$$

Allgemeiner ist:

$$\lambda = \frac{2l}{m}$$

zu setzen, wobei m eine ganze Zahl und λ die Wellenlänge bedeutet. $\frac{\lambda}{T} = c$ ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, also:

$$c = \frac{\lambda}{T} = \sqrt{\frac{gPl}{Q}} = \sqrt{\frac{gf\sigma l}{fl\gamma}} = \sqrt{\frac{g\sigma}{\gamma}}.$$

Bei dieser Ableitung kam ε gar nicht in Betracht, weil die transversale Bewegungsrichtung senkrecht auf der Richtung von ε steht.

Bei Longitudinalschwingungen fällt aber die Bewegung in die Richtung von ε, daher tritt $\varepsilon - \sigma$ an die Stelle von σ, wodurch der Charakter des Elasticitätsmoduls als innere Pressung pro Flächeneinheit hervortritt.

E. W.

III. ***J. B. Rostalski.*** ***Die Erweiterung des Poiseuille'schen Gesetzes auf verzweigte Capillarröhren*** (Inaug.-Diss. Breslau 1878. p. 1—28.).

Mit einem Apparats, ähnlich dem bei Gelegenheit der Beobachtungen von Rosencranz Wied. Ann. II. p. 387 beschriebenen, hat der Verf. capillare Röhrencombinationen auf das Poiseuille'sche Gesetz geprüft. Dasselbe gilt auch hier streng, falls nirgends weitere Röhren auf engere folgen; dann ist die Ausflusszeit etwas kleiner. Enthält die Combination Verzweigungspunkte, so liefert das Kriterium für die Giltigkeit des Gesetzes die Formel:

$$T = t + \frac{1}{\Sigma t_n},$$

in welcher T, t und t_n für $n = 1$ bis n die Ausflusszeiten

resp. durch den combinirten Apparat, durch den unverzweigten Theil desselben allein, und durch die einzelnen Zweige bezeichnen. Diese Formel ist identisch mit derjenigen, welche für den Widerstand verzweigter Stromleitungen besteht, falls das Ohm'sche Gesetz gültig ist.

Der Querschnitt der Röhren schwankte zwischen 0,08 und 0,16 qmm, ihre Länge betrug $^1/_2$ bis $^1/_3$ m.

F. A.

IV. **A. Kossel.** *Ueber die chemischen Wirkungen der Diffusion* (Inaug.-Dissert. in Rostock 1878. p. 1—19. Aus Z.-S. f. physiolog. Chem. X. p. 158.).

Zunächst stellt der Verfasser die Fälle zusammen, in denen frühere Beobachter eine Zersetzung durch Diffusion (Dialyse) erkannt haben: Doppeltschwefelsaures Kali, Alaun, schwefelsaures Kupferoxyd-Ammoniak und Kali; schwefelsaure Alkalien in Gegenwart von Kalk; essigsaure Thonerde; salzsaures Eisenoxyd; essigsaures, neutrales und basisch salpetersaures Eisenoxyd; Chlornatrium, Chlorcalcium, Chlormagnesium in Gegenwart von Milchsäure; Chlornatrium und Chlorcalcium in Gegenwart von phosphorsaurem Natron; Kaliumvanadylosulfat, saures Vanadylosulfat.

Ein erster Versuch mit Eisenchlorid, bei dem nach verschiedenen Zeiten bis 217 Stunden der Procentgehalt der Flüssigkeit im Innern des Dialysators untersucht wurde, bestätigte, dass eine Lösung von salzsaurem Eisenoxyd durch Dialyse zerlegt wird, indem mehr Salzsäure, als dem diffundirten Eisenoxyd äquivalent ist, diffundirt; zugleich nimmt infolge des starken Diffusionsstromes in die Zelle, die Concentration ab. Dies Resultat stimmt mit der von G. Wiedemann mit abnehmender Concentration beobachteten steigenden Zersetzung.

Bei Chlormagnesium ergab sich eine schnellere Diffusion der Basis als der Säure. Bei Brechweinstein geht das Kalium schneller als das Antimon in die Aussenflüssigkeit. Jodlithium wird nicht durch die Dialyse zer-

setzt. Die weiteren Beobachtungen an Syntonin und Eiweisslösung haben ein mehr physiologisches Interesse.

E. W.

V. ***Page.*** *Ueber den Widerstand der Luft* (Extrait de la Revue d'artillerie. XI. Dec. 1877, Jan., Febr. u. März. 26 pp. 1878.).

Als sichern Ausgangspunkt, der bei den bisherigen Untersuchungen über den Widerstand der Luft gefehlt hat, nimmt Page die Geschwindigkeit w, für welche der Widerstand gleich dem Gewicht P des Geschosses wird, für welche also beim senkrechten Wurf von oben nach unten eine gleichförmige Bewegung eintreten muss. Es sei R der der Geschwindigkeit v entsprechende Widerstand, so ist, wenn man annimmt, dass der Widerstand sich ändert proportional irgend einer Potenz der Geschwindigkeit:

$$(A) \qquad \frac{R}{P} = \frac{v^n}{w^n} \quad \text{oder} \quad \frac{R}{m} = \frac{g \cdot v^n}{w^n}.$$

Nimmt man $n = 2$ und $n = 3$, so werden für den Fall, dass das Geschoss in horizontaler Richtung den Lauf verlässt, wobei die Schwerkraft keinen Einfluss auf die Verzögerung ausübt, sich für die Bewegung, falls V die Anfangsgeschwindigkeit, ergeben:

$$(1) \qquad \frac{dv}{dt} = -\frac{g \cdot v^2}{w^2}, \quad \text{also: } v = Ve^{-\frac{gx}{w}}.$$

$$(2) \qquad \frac{dv}{dt} = -\frac{g \cdot v^3}{w^3}, \quad \text{also: } v = \frac{V}{1 + \frac{g \cdot V \cdot x}{w^3}}.$$

Für $w = 100$, $V = 500$, $x = 100$ wird:

für $n = 2$, $v = 453{,}25$ m; für $n = 3$, $v = 335{,}45$ m.

Vermöge dieser Zahlen kann man experimentell entscheiden, ob der Widerstand wächst proportional dem Quadrat oder dem Cubus der Geschwindigkeit. Dazu werden Scheiben in der Bahn des Geschosses aufgestellt in Verbindung mit einem genauen Chronographen, nachdem zuerst für das Geschoss in der eben beschriebenen Weise

aber durch Schuss senkrecht von oben nach unten der Werth für w festgestellt war. Es zeigte sich, dass weder mit $n=2$ noch $n=3$ die obigen Gleichungen die Versuche wiedergaben.

Aus (A) folgt, dass:

$$\frac{V}{w} = -\log(1-p), \tag{1}$$

wenn $p = 1 - e^{-\frac{V}{w}}$ gesetzt wird.

Ferner kann man setzen:

$$\frac{v}{w} = -\log(1-p\alpha), \tag{2}$$

wo α eine Function von t ist, die für $t=0$, 1 und für $t=\infty$, 0 wird, indem $\frac{v}{w}$ von $\frac{v}{w} = \frac{V}{w}$ bis $\frac{v}{w} = v$ für $t=0$ und $t=\infty$ wächst. Diese Bedingung können wir ausdrücken:

$$\alpha = e^{-\frac{Kt}{w}}; \; K \text{ eine Constante.} \tag{3}$$

Der Werth für α in (2) eingesetzt und differentiirt gibt:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{Kpe^{-\frac{Kt}{w}}}{1-pe^{-\frac{Kt}{w}}} = -K(e^{\frac{v}{w}} - 1) \tag{4}$$

und somit:

$$\frac{R}{m} = K(e^{\frac{v}{w}} - 1). \tag{5}$$

Zur Bestimmung von K hat man für $v=w$, $\frac{R}{m} = g$:

$$K = \frac{g}{e-1},$$

sodass schliesslich, wenn man noch hinzunimmt, dass die logarithmischen Formeln von der Basis unabhängig sind:

$$\frac{R}{P} = \frac{a^{\frac{v}{w}} - 1}{a-1}. \tag{6}$$

Der Werth der Basis a wird abhängig zu machen sein von der Form und Dichte des Geschosses, und ebenso wird für jedes Geschoss ein bestimmtes w existiren, zu wel-

chem ein Widerstand gehört, der gleich ist dem Gewicht desselben.

Rth.

VI. *Luigi Bombicci. Kritische Betrachtungen über einige neue italienische Publicationen in der Krystallographie* (Memorie dell' Accad. d. Sci. dell' Istituto di Bologna. (3) IX. p. 1—72. 1878.).

Theil I. Die vorliegende Schrift wendet sich hauptsächlich gegen Grattarola's Auffassungen in seiner Arbeit „über die krystallonomische Einheit in der Mineralogie", worin derselbe die Deutung aller Krystallformen als triklin anbahnen will. Bombicci bestimmt zuerst den Begriff eines Krystallsystems: es ist nicht eine Sammlung geometrischer Formen, weil dann das Gesetz der Rationalität der Indices nicht erklärbar wäre; dann sind aber Krystallsysteme nicht die Masse von Formen, welche an Krystallen durch Winkelmessung bestimmt werden können, weil hiermit nicht Rücksicht genommen wäre auf eine „Pathologie" der Krystalle. Krystallsysteme sind vielmehr Reihen von polyëdrischen Typen, welche der chemisch bestimmten anorganischen Materie zukommen.

Bereits 1861 schrieb Bombicci, dass die Naturnothwendigkeit der Krystallsysteme noch nicht erwiesen sei, dass zwischen ihnen Verbindungen existiren könnten; besser sei eine Vereinigung in drei Gruppen, als das Kriterium der Axen, welches nicht als wirklich vorhanden angenommen werden kann. Neuerdings sind durch Polariskop und Goniometer zahlreiche Uebergänge constatirt; diese sind als Ueberdeckungen (sopraposizioni) aufzufassen, gleichwie das weisse Licht dadurch entsteht, dass die verschiedenen Spectralfarben auf dieselbe Stelle fallen. Die drei Grundtypen der Krystalle sind die Körper mit Symmetrie in Bezug auf einen Punkt, eine Linie, eine Ebene. — Wenn Grattarola behauptet, vollkommen reguläre Krystalle seien in der Natur nicht zu beobachten, so muss man nicht vergessen, dass die Naturgesetze, welche Regelmaass verlangen, doch wirklich existiren, wenngleich

Störungen halber gerade Linien, Ebenen und Perpendikel vielleicht nicht vorkommen.

Bombicci behandelt dann die Punkte, auf welche man bei Krystallen achten muss.

1. Das Gesetz der Rationalität der Indices lässt sich ableiten aus der Annahme, dass die Krystalle Aggregate von Urpartikeln seien. Letztere bestehen für jede chemische Substanz immer aus derselben Anzahl von Molecülen; diese sind immer in derselben Weise gruppirt, solange sie mit der gleichen Energie begabt sind. Bei der Gruppirung der Urpartikeln können homöomorphe mit eingeordnet werden. Da diese Urpartikeln bei derselben Temperatur und demselben Druck untereinander gleiche Dimensionen haben und letztere die relative Maasseinheit abgeben, so müssen die Indices aller Krystallflächen rational sein, indem letztere nur bedingt werden durch die Zahl der neben einander gruppirten Urpartikeln (Einheiten).

2. Einige reguläre Polyëder der Geometrie sind in der Krystallwelt unmöglich, weil die Urpartikeln ganz bleiben müssen. Wahre Flächen der Krystalle sind nur diejenigen, welche parallel den Flächen der Urpartikeln sind; die anderen sind scheinbare, d. h. Tangentialebenen über Ecken und Kanten der Urpartikeln.

3. Die relativen Mengen homöomorpher Urpartikeln in Krystallen sind sehr veränderlich; dadurch entstehen Störungen, welche die Polyëdrie der Flächen (Scacchi) erzeugen. Letztere kann jedoch auch durch physikalische Vorgänge beim Hinzutreten der äussersten Schicht von Urpartikeln an einen Krystall entstehen [vicinale Flächen, Websky].

4. Holoëdrie und structurelle Hemiëdrie hängen ab von der inneren Molecular-Dynamik.

5. Regelrechte und vollkommene Krystalle würden entstehen, wenn keine störenden Ursachen vorhanden wären; letztere sind uneliminirbar, wie z. B. die Gravitation, Unreinheit und Veränderlichkeit der Lösung, thermische, electrische etc. Zustände des umgebenden Mediums beim Krystallisiren etc.

Theil II. Der Verf. behauptet, dass die radial-faserig und concentrisch-schalig gebildeten Mineralien den Uebergang bilden zwischen Flüssigkeiten und regulär krystallisirten festen Körpern. In den radial gebildeten Mineralien sollen nach Bombicci die prismatischen und doppelpyramidalen Formen der anderen Krystallsysteme versteckt und gleichsam isotrop gemacht sein. Die regulären Krystalle sind isotrop, weil in ihnen eine Anordnung der Urpartikeln mit Bezug auf einen Centralpunkt vorhanden ist. Der von Grattarola gewünschten Auffassung der Krystalle als triklin steht die Thatsache entgegen, dass nur $^1/_{26}$ der bisher gekannten krystallisirten Mineralien triklin ist. Bombicci findet durch eine Tabelle, dass die Form der Mineralien um so regelmässiger ist, je einfacher ihre chemische Constitution. Es ist kein Grund vorhanden, das reguläre System aufzugeben, da ja auch für verschiedene chemische Substanzen die krystallinischen Constanten nur scheinbar gleich sind, indem zwar das Verhältniss 1:1:1 herrscht, die absoluten Dimensionen der Urpartikeln aber verschiedene Werthe haben.

Theil III. Die Beispiele, welche Grattarola zu Gunsten der krystallonomischen Einheit anführt, behandelt Bombicci in drei Kategorien: 1) sind es „unreife", weil die vermeintlichen Resultate noch zweifelhaft sind; 2) sind es Beispiele, welche nur beweisen, dass man bisher das Krystallsystem einiger Mineralien nicht richtig erkannt hat (z. B. beim Leucit); 3) sind es Beispiele, welche einzeln in Bezug auf physische und structurelle Eigenschaften geprüft werden müssen. — Wenn durch Erwärmung manche Krystalle ihre optischen Eigenschaften permanent verändern, so beweist das nur, dass sie bei der betreffenden Temperatur in eine isomere Modification übergehen. Bei Exner's Härteprüfungen am Steinsalz wäre noch Rücksicht zu nehmen gewesen, ob nicht $MgCl_2$ beigemischt war, ob bei der Bildung der Krystalle einseitiger Druck sich geltend machte, ob die betreffenden Krystalle natürliche Flächen oder künstliche Spaltungsflächen hatten. Wenn Geinitz jun. den Boracit doppelbrechend fand, so ist hier vielleicht

Bombicci's „structurelle Hemiëdrie" im Spiel, welche auch das thermoelectrische Verhalten beeinflusst; etc. etc.

E. K.

VII. *H. Moissan. Ueber zwei allotrope Modificationen des magnetischen Eisenoxyds* (C. R. LXXXVI. p. 600—601. 1878.).

Wird Eisenoxyd in Wasserstoff oder Kohlenoxyd bis 350—400° erhitzt, so erhält man ebenso wie beim Calciniren von Eisenoxydoxydulhydrat in einem indifferenten Gase bei 300°, oder der Zersetzung von kohlensaurem Eisenoxydul, oder der Calcination von pyrophorischem Eisenoxydul bei dunkler Rothgluth in Kohlensäure eine andere Modification des magnetischen Eisenoxydoxyduls als bei dem Verbrennen des Eisens im Sauerstoffstrome, oder beim Ueberleiten von Wasserdämpfen in der Rothgluth, oder beim Verbrennen des bei hoher Temperatur durch Reduction von Oxyd in einem Gemenge von Wasserstoff und Wasserdampf, oder von Kohlensäure und Kohlenoxyd dargestellten, nicht pyrophorischen Eisenoxyduls von Debray. Das erstere Oxydoxydul hat das specifische Gewicht 4,86, das letztere 5—5,09; ersteres wird von concentrirter Salpetersäure angegriffen, letzteres nicht; ersteres oxydirt sich beim Erhitzen an der Luft zu Eisenoxyd, letzteres nicht. Das bei niederer Temperatur erhaltene Eisenoxydul gibt also die erste leichtere Modification, das bei höherer die zweite, schwerere. — Wird das leichtere Eisenoxydoxydul in Stickstoff oder Kohlensäure bis auf Weissgluth erhitzt, so verdichtet es sich und geht in die dichtere Modification über.

G. W.

VIII. *E. H. Amagat. Ueber die Zusammendrückbarkeit der Gase bei hohen Drucken* (C. R. LXXXVII. p. 432—435. 1878.).

Das Gas wurde in einem graduirten Glasmanometer mittelst einer Quecksilberpumpe comprimirt, während zugleich das Quecksilber in ein 300 m hohes verticales Rohr von 2 mm

innerem Durchmesser getrieben wurde. Letzteres setzte sich aus Stücken von 20 m Länge zusammen, die hermetisch dicht miteinander verbunden waren und sich doch leicht voneinander trennen liessen. Um die Quecksilberhöhen zu bestimmen, steigt ein Beobachter nacheinander zu den verschiedenen Verbindungsstellen und ersetzt den darüber befindlichen Theil durch ein Stück, das eine weite Glasröhre trägt. Es wird das Quecksilber bis zu dieser Höhe hinaufgetrieben und sein Stand im Glasrohr abgelesen, während zugleich ein anderer Beobachter unten das Volumen des Gases beobachtet. Die definitiven Versuche wurden an einer steilen Treppe bei Lyon angestellt, die von der Saône zum Fort St.-Just führt. Es ergab sich zwischen Atmosphären:

p	p'	$pv : p'v'$ reducirt auf $p' = 2p$.
31,176	57,315	1,0048
57,315	87,263	1,0014
57,315	98,396	1,0015
57,315	108,684	0,9985.

Die Reduction der Werthe $\frac{pv}{p'v'}$ auf $p' = 2p$ ist nach einer früher von Amagat gegebenen Formel ausgeführt. Die Temperatur des Gases betrug etwa 18,5°. Die Resultate stimmen dem Sinne nach mit denen von Cailletet überein. Es würde nach den Versuchen von Amagat das Maximum der Compressibilität an der Grenze der Versuche von Regnault liegen und bei 100 Atmosphären die Abweichung vom Mariotte'schen Gesetz das Vorzeichen wechseln.

E. W.

IX. ***S. Tolver Preston.*** *Ueber die Fortpflanzung des Schalles nach der kinetischen Gastheorie* (Nat. XVIII. p. 253—255. 1878.).

Gegenüber dem Aufsatze des Verfassers in Phil. Mag. (5) III. p. 441. 1877 (Beibl. I. p. 499), bietet die vorliegende, populär gehaltene Auseinandersetzung kaum etwas Neues. Nur wird mit besonderem Nachdruck die Einfachheit der

Functionalbeziehungen betont, welche nach der kinetischen Theorie zwischen den Grundeigenschaften eines Gases und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in ihm bestehen. Letztere ist nämlich Function einer einzigen Variabeln, der Moleculargeschwindigkeit; sie hängt weder von der Dichtigkeit noch vom Druck ab (die alte Theorie nahm an, sie hänge von beiden gleich stark und in entgegengesetztem Sinne ab); auch ihre scheinbare Abhängigkeit vom Moleculargewicht ist nur eine Folge des Gesetzes, dass mit der Quadratwurzel aus dem Moleculargewicht umgekehrt proportional die Moleculargeschwindigkeit variirt; ebenso wenig hängt die Schallgeschwindigkeit von der Temperatur als solcher ab; bringt man z. B. zwei verschiedene Gase ceteris paribus auf dieselbe Moleculargeschwindigkeit, so haben sie verschiedene Temperatur; aber die Schallgeschwindigkeit ist in beiden die gleiche.

F. A.

X. ***R. H. M. Bosanquet.*** *Ueber die Beziehungen zwischen den Tönen offener und gedackter Pfeifen* (Phil. Mag. (5) VI. p. 63—66. 1878.).

Von zwei gleich langen Pfeifen, deren eine offen, deren andere gedackt ist, gibt die letztere nicht genau die tiefere Octave des Tones der ersteren, sondern einen etwas höheren Ton. Es rührt dies daher, dass für jedes offene Pfeifenende, wegen des nicht ganz zu vernachlässigenden Druckwechsels, eine Correction α an der wahren Länge l der Pfeife anzubringen ist; bei einer offenen Pfeife also zweimal, bei einer gedackten Pfeife nur einmal (vgl. z. B. Helmholtz, Crelle J. LVII. p. 1). Ausserdem ist noch eine Correction λ wegen des Anblasens anzubringen; die beiden Töne verhalten sich also wie:

$$l + \lambda + 2\alpha : 2(l + \lambda + \alpha).$$

Dabei ergibt die Theorie je nach den Annahmen, die gemacht werden, Werthe von α, welche zwischen 0,707 R und 0,824 R liegen (R ist Radius der Pfeife). Der Verf. hat

diese Formel geprüft und bei den Versuchen besonders darauf geachtet, dass das Anblasen der offenen und der gedackten Pfeife möglichst gleichmässig erfolge; zu diesem Zwecke benutzte er einmal eine und dieselbe Pfeife als offene und gedackte und richtete es ferner so ein, dass sie im ersten Zustande den diesem Zustande entsprechenden Grundton, im zweiten dagegen den diesem Zustande entsprechenden ersten Oberton gab, wobei es nicht nöthig wurde, den Luftdruck zu ändern. Der letztere Ton war um zwei Kommata höher als der erste; dabei war $\lambda = \frac{l}{6}$, und es ergab sich (bei $l = 9{,}5$ cm, $R = 0{,}47$ cm) $\alpha = 0{,}28$ cm $= 0{,}59\,R$. Dieser Werth ist zwar bedeutend kleiner als alle theoretisch erforderten; er schliesst sich jedoch allen früher experimentell bestimmten Werthen (vgl. Beibl. I. p. 549) vollständig an. F. A.

XI. ***A. M. Mayer. Notiz zur Abhandlung von Dvořák über akustische Abstossung*** (Amer. J. of Sc. and Arts, Juli 1878; Phil. Mag. (5) VI. p. 231 f. 1878.).

Im Anschluss an den Abdruck einer Uebersetzung der Abhandlung von Dvořák (Wied. Ann. III. p. 328) stellt Hr. A. M. Mayer seinen Antheil an der Entdeckung der akustischen Abstossung dar, indem er den Bericht einer Zeitung über die Sitzung der New-Yorker Akademie am 22. Mai 1876 mittheilt. Hiernach hat der Verf. die continuirliche Rotation von Resonatoren durch abstossende Schallwellen unabhängig von Hrn. Dvořák gefunden; auch hob er bei derselben Gelegenheit hervor, dass die Erscheinung um so interessanter wäre, als die Luft zwischen Pfeifenöffnung und Resonator keineswegs nach letzterem hin, sondern in das Innere der Pfeife strömt, wie man durch Cigarrenrauch oder durch kleine Pappscheiben nachweisen kann, welche, an Stelle der Resonatoren aufgehängt, von der Pfeife lebhaft angezogen werden. F. A.

XII. ***W. J. Millar.*** *Ueber die Fortpflanzung von Vocalen und anderen Schallwellen durch Drähte* (Phil. Mag. (5) VI. p. 115—119. 1878.).

Durch feste Körper, insbesondere durch Metalldrähte, pflanzt sich bekanntlich der Schall viel weiter fort, als durch die Luft. Hierüber hat der Verf. mit Kupferdrähten und an deren Enden befestigten Mund- und Hörstücken mannigfaltige Versuche angestellt. Noch in einer Entfernung von nahezu 150 Metern waren Geräusche, Gesänge und unter günstigen Umständen auch gesprochene Worte deutlich vernehmbar. Winkel in der Leitung, Verzweigungspunkte und andere Unregelmässigkeiten der Leitung (z. B. die Isolatoren an den Telegraphendrähten) störten die Fortpflanzung des Schalles nicht merklich; bei Anbringung von Verzweigungen waren die Töne und Geräuche am Ende jedes Zweiges hörbar. Spannung des Drahtes hat keinen störenden, ja, insofern sie die Erschütterungen des Drahtes erschwert, einen vortheilhaften Einfluss; einfache Töne und Geräusche wurden jedoch auch bei Fortleitung durch Drähte in stürmischer Luft vernommen.

Was das Sprach- und Gehörstück betrifft, so waren dieselben der Reciprocität der Benutzung halber gleich beschaffen. Viele Materialien und viele Formen wurden benutzt. Am günstigsten scheinen Scheiben mit flachem Rande gewesen zu sein; gewölbtere Formen geben zwar stärkere, aber auch verworrenere Klänge. Im allgemeinen wurden höhere Töne leichter als tiefere vernommen.

Was endlich die Drähte betrifft, so wächst die Vernehmlichkeit des Schalles in der Ferne mit ihrer Dicke und, wie schon erwähnt, mit ihrer Spannung.

Bei einigermaassen lauten Geräuschen, z. B. Lachen, ist die unmittelbare Nähe des Mundstückes gar nicht erforderlich, falls dasselbe nur in demselben Raume sich befindet. F. A.

XIII. ***R. H. Ridout. Experimentelle Untersuchung über schallempfindliche Gasstrahlen*** (Nature XVIII. p. 604 —606. 1878.).

Der Verfasser beschreibt die folgenden zum Theil schon bekannten Erscheinungen:

Wenn zwei aus engen Oeffnungen austretende Flüssigkeitsstrahlen sich vereinigen, so entsteht, falls die Flüssigkeit tropfbar ist, ein „gegliederter Strahl"; die Länge und Breite der abwechselnd in der einen oder andern von zwei, gewöhnlich zu einander senkrechten Ebenen liegenden Glieder hängt von dem Winkel der beiden erzeugenden Strahlen und dem Abstande der beiden Oeffnungen ab; bei Gasen kann sich wegen Mangels an Cohäsion nur das erste Glied bilden; seine Ebene steht auf derjenigen der beiden Componenten senkrecht.

Mittelst einiger einfacher Vorrichtungen hat der Verf. solche Gasstrahlen auf ihre akustische Empfindlichkeit geprüft. Bei einem gewissen Winkel und genügendem Gasdruck gibt der Strahl, angezündet oder nicht, einen Ton; im letzteren Falle ist der Ton höher, da die Geschwindigkeit des Ausströmens grösser ist; im ersteren Falle beobachtet man ferner, dass gleichzeitig mit dem Tone ein zweites, das erste rechtwinklig kreuzendes Glied entsteht. Entfernt man, ohne den Winkel zu ändern, die beiden Oeffnungen von einander, indem man die beiden Röhren, denen das Gas entströmt, in ihrer eigenen Richtung rückwärts schiebt, so wird der Ton tiefer und schwächer, und hört schliesslich ganz auf. Aber nun ist die Flamme für einen bestimmten Ton empfindlich; singt man sie mit demselben an, so nimmt sie dieselbe Gestalt an, als ob sie selbst sänge; zwei Richtungen gibt es jedoch, in denen die angesungene Flamme nicht reagirt; dieselben liegen senkrecht zur Ebene der Röhren, also in der Ebene der schmalen Enden der Flamme. Bei grossen Flammen ist der zu kräftiger Resonanz erforderliche Gasdruck sehr klein gegen den zur selbständigen Tonerzeugung nothwendigen.

Auch wenn man einen Gasstrom über eine Flamme hinstreichen lässt, erhält man grosse Schallempfindlichkeit; der empfindliche Theil ist hier namentlich das nichtbrennende Stück des Stromes zwischen Oeffnung und Flamme; der leiseste Ton und das schwächste Geräusch (den Dimensionen des Strahles entsprechend gewählt) machen ihn entbrennen; dabei theilt sich günstigen Falls der Kegel, den der Strahl in einiger Entfernung von der Oeffnung bildet, in zwei Theile, was man zeigen kann, wenn man ihn auf einer Scheibe von Platinschwamm auffängt.

Auch wenn man die Vereinigung der beiden Röhren in einem weiteren Rohre vor sich gehen lässt, erhält man äusserst empfindliche Gasstrahlen.

F. A.

XIV. ***Edison.*** *Phonometer* (Dingl. J. CCXXIX. p. 483. Scient. Americ. 27. Juli 1878. XXXIX. p. 51.).

Um die Stärke der durch die menschliche Stimme erzeugten Töne zu messen, drückt Edison gegen die Membran des Mundstückes mittelst einer Kautschukröhre eine an der Fussplatte befestigte Feder. Durch Vermittlung eines Sperrkegels überträgt dann diese Feder die Schwingungen der Membran auf ein mit Sperrzähnen versehenes Rädchen auf der Axe eines Schwungrades.

E. W.

XV. ***J. E. H. Gordon.*** *Einfachere Form des Phoneidoskops* (Nat. XVIII. p. 383. 1878.).

Schliesst man Daumen und Zeigefinger der einen Hand zu einem Ring zusammen und spannt ein Häutchen von Seifenwasser darüber aus, so erhält man ein Phoneidoskop (vgl. Beibl. II. p. 478), welches vor dem künstlich hergestellten mehrere Vorzüge aufweist. Erstens lässt sich die Membran bequem neigen (was für die optische Beobachtung wichtig ist), zweitens lässt sich durch Bewegung des Armes ihre Entfernung vom Munde, und drittens durch

kleine Bewegungen der betheiligten Finger ihre Spannung variiren. Dabei ist der Apparat so empfindlich, dass der Mangel an Resonanzröhre und Mundstück wenig fühlbar wird. F. A.

XVI. ***Fleming Jenkin und J. A. Ewing. Der Phonograph und Vocalklänge*** (Nature XVIII. p. 340—343. 394—397. 454—456. 1878.).

Zum Studium der Vocalklänge hat zuerst König die Flammenbilder im rotirenden Spiegel, sodann der Ref. die Helmholtz'schen Kugelresonatoren benutzt. Eine dritte Methode fügen die Verf. vorliegender Abhandlung hinzu. Mittelst einer mechanischen Vorrichtung [1]) wurden die in der Zinnfolie eines Phonographen beim Hineinsingen von Vocalen

Vocal.	Ton.	Amplitude der Partialtöne.					
		1	2	3	4	5	6
ŭ	*c*	20	46	25	3	4	2
	g	15	68	4	6	4	3
	c'	90	3	0	3	2	2
ō	*H*	15	28	24	24	6	3
	g	37	48	8	4	1	2
	c'	49	41	3	4	2	1
	e'	56	34	5	2	2	1
å	*d*	18	24	19	28	7	3
	g	20	37	27	13	3	0
	a	28	33	33	2	3	1
ā	*e*	16	31	15	21	12	4
	g	20	31	21	22	5	0
	c'	13	32	38	10	7	0

entstandenen Eindrücke in ebene Curven von vergrössertem Maassstabe umgesetzt, und zwar, wie die Sprache des Pho-

1) Näher beschrieben in den Proc. Roy. Soc. of Edinburgh.

nographen ergab, unbeschadet ihrer Reinheit. Die Curven wurden in der bekannten Weise als Summen übereinandergelagerter Sinuslinien dargestellt und so die Vertheilung der Gesammtintensität auf die harmonischen Partialtöne des Vocalklanges ermittelt. Die Form und Dimension der Theile des Apparates hatte keinen Einfluss auf das Ergebniss; einen um so grösseren aber die Individualität des Sängers; so schwankte z. B. das Intensitätsverhältniss zweier Theiltöne in einem sogar recht günstigen Falle zwischen 100:145 und 100:46. Für *e* und *i* scheint die Methode nicht anwendbar gewesen zu sein. Die vorstehende Tabelle enthält die vom Ref. aus den Zahlenangaben der Verf. berechneten und auf eine constante Gesammtintensität reducirten Mittelwerthe.

Unter den Schlüssen, welche die Verf. aus dieser Tabelle ziehen, sind die wesentlichsten folgende:

Das *ŭ* ist dadurch charakterisirt, dass entweder der erste oder der zweite Partialton bei weitem der stärkste ist; oberhalb des Tones *a* (215 Schwingungen) ist es der erste (d. h. der Grundton), unterhalb der zweite. Es ist jedoch hervorzuheben, dass der Uebergang vom *u* der einen zum *u* der andern Art sehr rapide erfolgt, und dass es nicht gelang, ein charakteristisches *u* von der kritischen Tonhöhe (*a*) zu erhalten. Beim *ō* ist der erste und der zweite Partialton stark, in sehr tiefer Lage treten auch der dritte und vierte hervor. Die für die Verstärkung der Theiltöne günstigste Gegend ist sehr eng begrenzt; sie concentrirt sich auf den Ton *b'*; dies ist mit der Angabe von Helmholtz in Uebereinstimmung; dagegen hatte sich bei *u* keine derartige charakteristische Tonhöhe ergeben, sondern nur eine bevorzugte Gegend, etwa eine Octave einnehmend; und auch sie gruppirt sich nicht um den von Helmholtz angegebenen Ton *f*; dagegen fällt sie mit der vom Ref. bezeichneten zusammen. Beim *å* und *ā* sind noch ein, resp. zwei weitere Theiltöne relativ stark.

Aus alle dem ergibt sich, dass weder die absolute Tonhöhe allein, noch die relative Vertheilung der Gesammtintensität auf die Theiltöne allein, sondern dass beide

Momente für den Vocalklang wesentlich sind. Wenn die Verf. die Mitwirkung des ersteren Momentes (welche bei den künstlichen musikalischen Instrumenten nicht stattfindet) auf den Umstand zurückführen, dass der Mund kein starrer Hohlraum ist, so bestätigen sie damit die vom Ref. entwickelten Ansichten über das „Anpassungsvermögen der Mundhöhle“ [1]). Sie haben, um diesen Zweck vollends zu klären, einen Apparat von Hrn. Crum Brown benutzt, welcher stimmbar ist und stets den Klang $\bar{o}$ liefert. In der That zeigte sich hier keine „charakteristische Tonhöhe“.

Die Verf. stimmen insoweit mit den Ansichten des Referenten überein, als auch nach ihnen die Qualität eines Vocales von der absoluten und relativen Tonhöhe seiner Constituenten abhängt; doch glauben sie nicht, dass man numerische Factoren finden kann, die mit einander multiplicirt die Constituenten eines bestimmten Vocales geben. (Auf diese von der seinen abweichende Ansicht kommt der Referent in einer besonderen Abhandlung (Nat. XIX. p. 122) zurück.) F. A.

XVII. ***F. Morges.*** ***Thermochemische Untersuchungen über chromsaure Salze*** (C. R. LXXXVI. p. 1443—46 und ibid. p. LXXXVII. p. 15—18. 1878.).

Die Wärmeentwickelung bei der Vereinigung des Chromsäureanhydrids mit Wasser ist nach früheren Bestimmungen für:

$$CrO_3 + H_2O \text{ (bei } 19{,}5^0) = CrO_4H \quad . \; . \; . \; . \; . \quad +580 \text{ Cal.}$$

Dieser Werth ist ungenau wegen der ausserordentlichen Schnelligkeit, mit welcher das Chromsäureanhydrid Feuchtigkeit anzieht. Der angegebene Werth ist der grösste von den bei verschiedenen Messungen erhaltenen. Er ist viel niedriger als der entsprechende Werth für Schwefelsäureanhydrid, welcher im Mittel nach Berthelot und Thomsen 20850 Cal. beträgt. Die grosse Differenz zwischen beiden Werthen erklärt sich, wenn man bedenkt,

---

1) Wied. Ann. IV. p. 508,

dass das Chromsäureanhydrid aus der wässerigen Lösung auskrystallisirt.

Bei einer Reihe von Versuchen, welche angestellt wurden, um zu ermitteln, ob die Chromsäure, wenn sie in Wasser eingetragen wird, ein ähnliches Verhalten zeigt wie die Schwefelsäure, ergaben sich folgende Zahlen:

		oder:		
$CrO_3 + H_2O$	580 Cal.		$CrO_3 + H_2O$	580 Cal.
$CrO_4H_2 + H_2O$ . . .	340 „		$CrO_3 + 2H_2O$ . . .	920 „
$CrO_4H_2 . H_2O + H_2O$.	260 „		$CrO_3 + 3H_2O$ . . .	1180 „
$CrO_4H_2 . 2H_2O + H_2O$.	135 „		$CrO_3 + 4H_2O$ . . .	1315 „
$CrO_4H_2 . 3H_2O + H_2O$.	171 „		$CrO_3 + 5H_2O$ . . .	1486 „
$CrO_4H_2 . 4H_2O + H_2O$.	80 „		$CrO_3 + 6H_2O$ . . .	1566 „
$CrO_4H_2 . 5H_2O + H_2O$.	35 „		$CrO_3 + 7H_2O$ . . .	1601 „
$CrO_4H_2 . 5H_2O + 25H_2O$	500 „		$CrO_3 + 31H_2O$ . . .	2066 „
$CrO_4H_2 . 30H_2O + 25H_2O$	210 „		$CrO_3 + 56H_2O$ . . .	2276 „

Die regelmässige Curve, welche die Wärmeeffecte bei der Wässerung des Chromsäureanhydrids darstellt, hat bei $4H_2O$ eine verhältnissmässig sehr grosse Ordinate, was darauf hindeutet, dass ein Hydrat der Chromsäure mit $4H_2O$ existirt.

Morges hat noch folgende Wärmeeffecte gemessen.

1) Lösungswärme:

$CrO_4K_2 + 584H_2O$	− 5254 Cal.
$CrO_7K_2 + 825H_2O$	−17169 „
$CrO_2 . Cl . OK + 488H_2O$	− 4650 „

2) Neutralisationswärme.

Die Lösungen enthielten auf ein Molecül Alkalihydrat zwei Liter Wasser und auf ein Molecül Säure vier Liter Wasser. Die Versuche wurden bei 19,5° angestellt und die Lösung des Alkalihydrats zu zwei gleichen Theilen in die Säurelösung eingetragen.

	KOH	NaOH	$NH_4.OH$
Erste Hälfte des Alkalis	6246 Cal.	6519 Cal.	6747 Cal.
Zweite „ „ „	5123 „	5316 „	5463 „
Summa:	11369 Cal.	11835 Cal.	12210 Cal.

Die Mittheilungen des Verf. über die Wärmeeffecte bei der Electrolyse chromsaurer Salze enthalten nichts besonders Bemerkenswerthes.

Lbg.

XVIII. ***F. Rossetti. Ueber die Temperatur der Sonne*** (Reale Acc. dei Lincei (3) II. 6. Jan. 1878. 64 pp. Gekrönte Preisschrift. N. Cim. (3) III. p. 238—256. 1878.).

Um sicherere Daten für die Temperatur der Sonne zu erhalten, war es vor allem nöthig, die Gesetze der Strahlung in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur genau zu untersuchen. Es wurde dazu zunächst die Strahlung eines mit Quecksilber gefüllten Leslie'schen Würfels, der bis auf 300° erhitzt werden konnte, mittelst einer Thermosäule und eines Wiedemann'schen Galvanometers bestimmt; es ergab sich für den thermischen Effect der Strahlung Y, wenn T die absolute Temperatur des strahlenden, δ die der Umgebung der Thermosäule und a und b Constante sind, sehr angenähert:

$$Y = a\,T^2\,(T - b) - b\,(T - \delta).$$

Diese Formel wurde noch dadurch geprüft, dass eine Kupferkugel in der Flamme eines Bunsen'schen Brenners auf etwa 700–800° erhitzt wurde, und ihre Temperatur sowohl aus der Formel berechnet als auch auf calorimetrischem Wege bestimmt wurde.

Ferner wurde das Strahlungsvermögen verschiedener Körper — Kupfer 0,943, Kupfer mit Russ bedeckt 1, Eisen 0,882, Platin 0,35 und Magnesiumoxychlorid 0,58 — bestimmt, indem Scheibchen dieser Substanzen in einer bestimmten Stelle der Bunsen'schen Brenner erhitzt wurden. Diese Werthe dienten zugleich, um die Formel für Y für noch höhere Temperaturen zu prüfen, indem man die betreffenden Scheibchen von verschiedener Dicke in Stellen der Flamme brachte, deren Temperatur auf die früher angegebene Weise (Beibl. 1) bestimmt war. Auch hier ergaben sich befriedigende Resultate. Für die Temperatur des im Knallgasgebläse erhitzten Magnesiumoxychlorids folgte dann umgekehrt eine Temperatur von 1900 bis 2400°, je nach der Helligkeit.

Mit Zugrundelegung der obigen Werthe und der Berücksichtigung der Absorption in der Erdatmosphäre ergibt sich aus Versuchen über die Erwärmung einer Thermo-

säule durch die Strahlung der Sonne, die effective Temperatur[1]) derselben zu 9965,4° C. resp. 20380,7° C., je nachdem man auf die Absorption innerhalb der um die Photosphäre liegenden Sonnenatmosphäre Rücksicht nimmt oder nicht.

E. W.

XIX. *Leonh. Weber. Ueber die Maximaldichtigkeit für destillirtes Wasser und Meerwasser* (III. Ber. d. Commis. zur Untersuchung d. deutschen Meere. p. 1—22.).

Nach einer sehr eingehenden Erörterung der bisher zur Bestimmung obiger Grösse von Depretz, Plücker, Hallström, Erman, Karsten (Arch. f. Min. XX), der bekanntlich eine Abkühlungsmethode benutzte, Exner, Joule und Playfair eingeschlagenen Methoden bespricht der Verf. seine eigenen Versuche.

Zunächst wandte er die Methode von Exner in einer etwas modificirten Form an. Sein das Wasser enthaltende Gefäss fasste nur 200 g, die Galvanometer gestatteten 0,01° zu beobachten. Als constante Temperatur der einen Löthstelle der aus Kupfer und Eisen hergestellten Thermoelemente war 0° genommen und sorgfältigst darauf geachtet, dass an den Schliessungsstellen im Stromkreis keine thermoelectromotorischen Kräfte auftraten. Es ergab sich die Temperatur der Maximaldichtigkeiten bei den

Erwärmungsversuchen.		Abkühlungsversuchen.	
t_m	Geschw. d. Erwärm. pro 1°.	t_m	Geschw. d. Abkühl. pro 1°.
3,94°	10,5′	4,36°	6,5′
4,19	12,4	4,20	10,0
4,21	24,0	4,15	10,3
		4,03	16,0
		3,94	21,0

Aus diesen Zahlen ergibt sich, dass eine Verlangsamung des Erwärmungsprocesses den Werth von t_m ver-

1) Effective Temperatur der Sonne ist diejenige, welche ein glühender Körper von gleichen Dimensionen in gleicher Entfernung haben müsste, um eine gleiche thermische Wirkung zu erzeugen, falls er ein Emissionsvermögen gleich Eins besässe.

grösserte, und eine Verlangsamung des Abkühlungsprocesses ihn verkleinerte. Zwichen Geschwindigkeiten von 10′ und 20′ findet ein Hinübergreifen der Erwärmungs- und Abkühlungsresultate statt zwischen den Grenzen 3,94 und 4,21°. Nimmt man aus diesen beiden Zahlen das Mittel, so folgt für destillirtes Wasser:

$$t_m = 4{,}09^0,$$

wie auch Kopp und Rossetti fanden.

Den eben erwähnten Einfluss der Geschwindigkeit der Temperaturänderung schreibt der Verf. einem zeitweiligen Auftreten labiler Gleichgewichtszustände zu.

Nach der von Karsten angegebenen Methode, in der die Abkühlungs- resp. Erwärmungsgeschwindigkeiten v eines mit Wasser gefüllten Gefässes beobachtet werden, die natürlich grösser sind, wenn convective Strömungen eintreten, als wenn keine vorhanden sind, was beim Dichtigkeitsmaximum eintritt, ergaben sich folgende Resultate:

Erwärmung	t_m	3,75°	3,90	3,83	3,87	3,85	3,82	3,85	3,90
	v	8′	10,5	11,1	12,4	12,3	13,0	14,0	19,0
Abkühlung	t_m	4,90°	4,67	4,62	4,50	4,50	4,40	4,35	
	v	6′	7,1	8,0	9,0	10,0	16	21	

Hieraus berechnet sich für destillirtes Wasser, da nur die Versuche mit einander verglichen werden können, bei denen v nahe gleich ist:

$$t_m = 4{,}14^0.$$

Zuletzt wurde noch die Joule-Playfair'sche hydrodynamische Methode angewandt. Zwei aus Zinkblech gefertigte 1 m hohe und 50 mm weite Cylinder waren oben durch eine 20 mm weite und 26 mm tiefe Rinne verbunden. Das untere Verbindungsrohr konnte durch einen Hahn verschlossen werden. Um die Strömung in der oberen Rinne beobachten zu können, war auf den in der Mitte etwas verbreiterten Rand ein 200 mm langer Stab senkrecht aufgestellt, der an seinem oberen Ende eine äusserst dünne, quer über die Rinne laufende Stahlaxe trug, von der ein sehr leichter, zum Theil aus Stroh verfertigter

Zeiger herabhing, an dem unten ein in das Wasser tauchendes Glimmerblättchen angebracht war; an der Verrückung dieses Glimmerblättchens gegen eine im inneren der Rinne angebrachte Scala konnte die Richtung des Stromes und auch seine Stärke beobachtet werden. Die Empfindlichkeit des Apparates war so gross, dass Dichtigkeitsunterschiede von weniger als 0,000001 noch gut erkennbar waren. Die Temperatur in den beiden Cylindern wurde durch eingetauchte Thermometer bestimmt. Wir theilen eine Beobachtungsreihe auszüglich mit.

Links.	Rechts.	Mittel.	Stromesrichtung.	Stromstärke.
3,22	4,72	3,97	Links nach rechts	1,0
3,33	4,78	4,05	„ „ „	0,8
3,47	4,87	4,17	„ „ „	0,1
3,55	4,90	4,22	Rechts nach links	0,2
3,89	5,27	4,58	„ „ „	0,8

Aus diesen und anderen Beobachtungen ergab sich im Mittel:

$$t_m = 4{,}08^0.$$

Versuche mit Meerwasser vom Adlersgrund vom spec. Gewicht von 1,00602 bis 1,00597 und einem Procentgehalt von 0,79 ergaben nach der Exner'schen Methode $t_m = 2{,}39^0$, nach der Joule-Playfair'schen $t_m = 2{,}51$, nach der Abkühlungsmethode $t_m = 2{,}43^0$.

Versuche mit Meerwasser vom spec. Gewicht 0,01356 und einem Procentgehalt von 1,77, aus dem Kieler Hafen, ergaben nach der Abkühlungmethode $t_m = 0{,}45^0$. Stellt man diese Zahlen mit den aus den Angaben von Karsten und Rossetti für Salzlösungen berechneten zusammen, so erhält man folgende Tabelle.

Proc. an Salzen.	t_m für Kochsalzlösungen. Karsten.	Rossetti.	Meerwasser bebachtet.
0,00	3,92	4,07	4,10⁰
0,50	2,70	3,00	—
0,79	1,99	2,31	2,43
1,00	1,46	1,77	—
1,77	—0,5	—0,02	+0,45
2,00	—1,12	—0,58	—

Es scheinen also in der That, wie Rossetti meinte, die t_m bei Salzlösungen schneller herabgedrückt zu werden, als bei gleichprocentigem Meerwasser. E. W.

XX. ***J. Whitley.*** *Versuche über die relativen specifischen Gewichte von festen und geschmolzenen Substanzen bei der Schmelztemperatur* (Nat. XVIII. p. 397—98. 1878.).

XXI. ***Millar.*** *Schwimmen von festem auf geschmolzenem Metall* (ibid. p. 404.).

J. Whitley fand, dass Stücke jeder Gestalt von Messing, Gusseisen, Blei, wenn sie in kaltem Zustand auf die geschmolzene Masse geworfen waren, erst untersanken, nach einiger Zeit, wenn die Platten heiss genug geworden, wieder an die Oberfläche kamen, auf derselben schwammen, indem sie allmählich fortschmolzen. Dieselben Resultate ergaben sich, als auf geschmolzenen Basalt hinlänglich grosse, kalte Stücke desselben Materials geworfen wurden, sodass also auch hier die Dichte der festen Substanz geringer ist, als die der flüssigen bei der Schmelztemperatur. Millar erinnert an seine früheren Versuche (Beibl. I. p. 468) mit Eisen und Blei; bei Eisen fand er dieselben Resultate, dagegen kamen Bleikugel nie mehr an die Oberfläche während Bleiplatten schwammen.

E. W.

XXII. ***H. W. Vogel.*** *Untersuchungen über Absorptionsspectra* (Monatsber. d. kgl. Akad. d. Wiss. in Berlin, Mai 1878. p. 409—431. Berichte d. chem. Ges. XI. p. 914—920. 1363—70. 1878.).

Die bisher beschriebenen Absorptionsspectra löslicher Körper sind meist nur an deren Lösung, seltener an der festen Substanz beobachtet worden. Der Verf. untersuchte dünne Schichten fester Körper, welche er durch Eindunsten der Lösungen derselben auf Glasplatten oder Uhrgläsern herstellte, ausserdem Lösungen derselben Körper in verschiedenen Flüssigkeiten, ferner einige Körper in allen drei Aggregatzuständen. Seine Versuche erstreckten sich

auf übermangansaures Kali, Urannitrat, Kupfervitriol, Chromalaun violett und grün, Chromchlorid, Cobaltglas, Cobalthydrat, Cobaltchlorür, Jod, Untersalpetersäure, Fuchsin, Naphtalin roth, Corallin, Indigo, Indigoschwefelsäure, Cyanin, Anilinblau, Methylviolett, Eosin, Chlorophyll, Carmin, Purpurin, Brasilin, Haematoxylin, Alizarin, Sandelholzextract, Alcannawurzel, Aldehydgrün, Malachitgrün. Als Resultate seiner Untersuchungen ergibt sich Folgendes:

1) Zwischen den Spectren, die ein Körper im festen, flüssigen (gelösten) und gasförmigen Zustande gibt, existiren meist bedeutende Unterschiede; charakteristische Streifen, welche sich bei einem Aggregatzustand zeigen, finden sich bei dem anderen nicht [Beispiele: Chromalaun, Chlorkobalt, Jod, Brom, Fuchsin, Naphtalinroth, Indigo, Cyanin, Anilinblau, Methylviolett, Eosin, Carmin, Purpurin, Alizarin, Santalin], oder in veränderter Lage resp. mit veränderter Intensität [Beispiele: Urannitrat, Kaliumpermanganat, Untersalpetersäure, Alcannaroth] wieder; Kupfervitriol und Chlorophyll zeigen im festen Zustande dieselbe Absorption wie im gelösten.

2) Die Spectren, welche ein und derselbe Körper in verschiedenen Lösungsmitteln gibt, unterscheiden sich in einigen Fällen **nicht** [Beispiele: Purpurin in Alkohol und Schwefelkohlenstoff, Methylviolett, Indigschwefelsäure in Wasser und Amylalkohol], in anderen nur durch die Lage der Streifen [z. B. Blaues Cobaltchlorid, Fuchsin, Corallin, Eosin in Wasser und Alkohol], in anderen Fällen zeigt sich gar keine Uebereinstimmung [z. B.: Jod in Schwefelkohlenstoff und Alkohol, Naphtalinroth, Anilinblau, Purpurin, Hämatoxylin, Brasilin in Wasser und Alkohol].

3) Die Regel Kundt's, dass die Absorptionsstreifen eines gelösten Körpers um so weiter nach dem Roth rücken, je stärker die Dispersion der Flüssigkeit für die Region des Absorptionsstreifs ist, bestätigt sich oftmals nicht (so z. B. bei Untersalpetersäure und ihrer Lösung in Benzin); zuweilen rücken sogar die Absorptionsstreifen in der stärker zerstreuenden Flüssigkeit nach dem Blau hin

(wie bei wässriger Urannitrat- und wässriger und alkoholischer Cobaltchlorid-Lösung), in anderen Fällen zeigt sich ihre Lage in verschiedenen Medien unverändert (z. B. bei Untersalpetersäure in Luft und Benzin, Indigoschwefelsäure und Methylviolett in Wasser, Alkohol und Amylalkohol, Purpurin in CS_2 und Alkohol. Kundt's Satz hat selbst in der neueren modificirten Form: „hat ein farbloses Medium ein beträchtlich grösseres Brechungs- und Dispersionsvermögen als ein anderes, so liegen die Absorptionsstreifen einer in den Medien gelösten Substanz bei Anwendung des ersten Mittels dem rothen Ende des Spectrums näher als bei Benutzung des zweiten" nur Gültigkeit für einzelne Farbstoffe; Ausnahmen bilden die Spectren von Indigoschwefelsäure und Methylviolett in Wasser und Amylalkohol, von Purpurin in Schwefelkohlenstoff und Alkohol; in einigen Fällen beobachtet man eine sehr starke Verrückung im Sinne der Kundt'schen Regel, in andern Fällen für dieselbe Spectralregion eine sehr schwache, je nach der Natur des Farbstoffs. Manche Streifen zeigen in verschiedenen Medien dieselbe oder nahezu dieselbe Lage, während andere gleichzeitig sichtbare stark verschoben sind.

4) Die Lage der Absorptionsbanden in den Spectren fester und gelöster Körper kann nur ausnahmsweise als charakteristisch für den betreffenden Körper gelten, da total verschiedene Körper Absorptionsbanden in genau derselben Lage zeigen [Beispiele: Festes Urannitrat und Kaliumpermanganat im Blau, Naphtalinroth und Corallin im Gelb, Indigo, Anilinblau und Cyanin im Orange, Aldehydgrün und Malachitgrün im Orange], während sehr nahe stehende Körper unter gleichen Verhältnissen grosse Verschiedenheiten in der Lage ihrer Banden ergeben.

5) Der von Moser (Pogg. Ann. CLX. p. 177) aufgestellte Satz: „Jeder Körper hat sein eigenes Spectrum" ist nur unter grossen Einschränkungen gültig. So zeigen z. B. polychroitische Substanzen nach verschiedenen Richtungen verschiedene Spectra schon im festen Zustande; Die übrigen Körper zeigen im festen Zustande andere Spectra als im gelösten, und in letzterem Falle wieder

verschiedene je nach den Lösungsmitteln; es ist fraglich, welches von diesen das „eigene" Spectrum des Körpers sei. Die Lage der Spectrallinien ist nur charakteristisch für die Spectren einfacher Körper im glühenden Dampfzustande, nicht aber für die Absorptionsspectren flüssiger und fester Körper. Die Metalle, welche als glühende Dämpfe so auffällig verschiedene Spectren geben, zeigen als glühende Flüssigkeiten oder glühende feste Körper alle qualitativ dasselbe Spectrum: ein continuirliches. Somit lassen sich schon bei einfachen Stoffen die Gesetze, welche für die Spectren der Gase gelten, nicht auf die Spectra fester oder flüssiger Körper anwenden. Die Versuche des Verf. beweisen, dass auch bei zusammengesetzten Körpern einfache Beziehungen zwischen den Spectren, welche sie in verschiedenen Aggregatzuständen zeigen, nur selten vorhanden sind.

Die Absorptionsspectralanalyse fusst weniger deshalb auf der Erkennung der Lage der Absorptionsstreifen eines Körpers, sondern vielmehr auf den Wandlungen der Spectren desselben Körpers unter Einfluss verschiedener Lösungsmittel und Reagentien. Cyanin und Anilinblau geben z. B. in Alkol gelöst ein sehr ähnliches Spectrum, in Wasser gelöst ein total verschiedenes. Die Oxyhaemoglobinstreifen verschwinden mit reducirenden Reagentien, die ähnlich liegenden Carminstreifen nicht. Zeigt ein Körper mehrere Absorptionsstreifen, so wird deren Lage charakteristischer für Erkennung des Körpers; doch geht man zu weit, wenn man aus der zufälligen Uebereinstimmung der Lage der Streifen zweier Körper auf eine Aehnlichkeit oder chemische Identität derselben schliesst, wie dies in Bezug auf Blut und Chlorophyll geschehen ist.

Ein Schluss auf die Uebereinstimmung der betreffenden Stoffe ist erst gerechtfertigt, wenn dieselben Streifen gleiche Intensitätsverhältnisse und unter Einfluss derselben Reagentien analoge Wandlungen zeigen. C.

XXIII. ***A. Bertin.*** *Bemerkung über die optischen Eigenschaften der Gelatineblättchen* (Ann. de chim. (5) XV. p. 129—132. 1878.).

Der Verfasser goss eine concentrirte warme Lösung von Gelatine auf eine mit einem Papierrade versehene Glasplatte, die vorher mit Ochsengalle abgespült war, um die Adhäsion zu vermindern. Man kann dann beliebig dicke Blättchen von Gelatine erhalten; die Dicke der untersuchten lag zwischen $^1/_4$ bis $^3/_4$ mm. Sie zeigten einmal, wie Gelatine im gelösten Zustande, eine starke (4^0 pro Mill.) Drehung der Polarisationsebene. Ferner besassen sie eine ziemlich starke negative Doppelbrechung, welche beim Aufeinanderschichten mehrerer Blättchen besonders deutlich hervortritt. Aus Albumin gelang es nicht irgend grössere Blättchen zu erhalten, wohl aber aus Gummi und Dextrin; auch sie sind doppelbrechend, aber positiv. Die Ursache dieses Unterschiedes erklärt sich daraus, dass die Gelatineschicht sich bei ihrem Erstarren stark contrahirt, während beim Gummi beim Festwerden ein Aufblähen, beim Dextrin ein Zerspringen in kleinere Stückchen mit aufgeworfenen Rändern, also eine Ausdehnung eintritt, sodass sich also die obigen optischen Eigenschaften mit denen vergleichen lassen, die comprimirtes oder dilatirtes Glas zeigt.

E. W.

XXIV. ***R. T. Glazebrook.*** *Eine experimentelle Untersuchung über die normalen Fortpflanzungsgeschwindigkeiten ebener Wellen in einem zweiaxigen Krystall nebst einer Vergleichung der Resultate mit der Theorie* (Proc. Roy. Soc. XXVII. p. 496—502. 1878.).

Es sei eine ebene Welle gegeben, die durch ein Krystallprisma geht; V sei die Geschwindigkeit in der Luft, v die im Krystall. φ, φ'; ψ, ψ' seien Einfalls- und Brechungswinkel an der ersten und zweiten Krystallfläche, i sei der Winkel des Prismas, D die Grösse der Ablenkung; dann ist:

$$\psi = D + i - \varphi, \quad v \sin\varphi = V \sin\varphi', \quad v \sin\psi = V \sin\psi', \quad \varphi' + \psi' = i.$$

Hieraus ergibt sich:

$$\operatorname{tang} \frac{\varphi' - \psi'}{2} = \operatorname{tang} \frac{i}{2} \operatorname{cotg} \frac{\varphi + \psi}{2} \operatorname{tang} \frac{\varphi - \psi}{2}.$$

Daraus folgt $\frac{\varphi' - \psi'}{2}$ und daraus v.

Um die Fresnel'sche resp. Lord Rayleigh'sche [1]) Theorie zu prüfen, wurden aus zwei verschiedenen Aragonitkrystallen Prismen geschliffen.

Bei dem einen der aus dem ersten Stück geschliffenen war die Kante sehr nahe parallel zur Axe b, die Hauptebene fiel mit der Hauptebene AOC der Wellenoberfläche zusammen, die Axe OA halbirte fast genau den Prismawinkel (42° 50′ 30″).

Die Beobachtungen erstreckten sich von 8° auf der einen Seite der Axe OC bis zu 16° auf der anderen und wurden für die Natriumlinie angestellt.

Für b ergab sich aus der einen Welle mit constantem Brechungsexponent 1,68125, a liess sich bei der Lage der Prismenfläche direkt zu 1,68580 bestimmen. Zur Bestimmung von c diente das zweite Prisma, dessen Kante parallel zur c-Axe lag. Es war $c = 1{,}53013$. Berechnet man hieraus den Winkel der optischen Axen in Luft, so ist er 31° 0′ 0″, Kirchhoff fand ihn 30° 54′. Ferner wurden aus a und c die Werthe des Brechungsexponenten μ für die verschiedenen Richtungen berechnet und mit dem Versuche verglichen. Für 8° auf der einen Seite der Axe a bis zu 10° auf der anderen ist vollkommene Uebereinstimmung, für die nächsten 6° nehmen die Differenzen fortwährend zu, und ist für die letzte Beobachtung der beobachtete Werth um 0,00024 grösser als der theoretische.

Die beobachteten Resultate werden daher durch einen Kreis mit dem Radius 1,68125 und eine ovale Curve mit den Axen 1,68580 und 1,53013 dargestellt, die mit der Fresnel'schen Ellipse bis auf 10° auf jeder Seite der Axe a zusammenfällt, für den übrigen Theil aber ausserhalb derselben liegt.

---

[1]) Phil. Mag. (4) XLI. 1871.

Die Unterschiede zwischen dem Versuch und der Rayleigh'schen Theorie wachsen viel schneller und betragen am Ende des Bogens von 16° 0,00202.

Der zweite untersuchte Arragonitkrystall hatte die Gestalt eines sechseitigen Prismas; die Basis stand sehr nahe senkrecht zu *c*, sie war polirt; das andere Ende wurde so abgeschnitten, dass es mit der Basis einen Winkel von 35° 2′ 56″ bildete. Die Schnittlinie der Flächen des so gebildeten Prismas war sehr nahe parallel der von *m* und *c*. Die eine der Flächen *m* bildete mit dem schiefen Schnitt einen Winkel von etwa 37°. Man erhielt so zwei Prismen, deren Hauptebenen sehr nahe zusammenfielen und eine Fläche gemeinsam hatten. Es liessen sich dadurch die Versuche über einen Winkel ausdehnen, der sich von der Nähe des Hauptschnittes *AOC* bis auf mehr als 70° auf der anderen Seite desselben erstreckte.

Für *a*, *b*, *c* ergaben sich 1,68560; 1,68115; 1,53013. Für die äussere Schale der Wellenfläche, die sich am wenigsten von der Kugel unterscheidet, stimmten Erfahrung und Theorie recht gut überein. Für die innere Schale liegt, wie bei den früheren Versuchen, die Curve durchweg ausserhalb der aus der Fresnel'schen Theorie folgenden. Die Differenz ist bei etwa 35° vom Hauptschnitt am grössten und beträgt dort 0,0009.

Im ganzen ergab sich eine Uebereinstimmung mit den Folgerungen aus der Fresnel'schen Theorie, und vermuthet der Verf., dass die Abweichungen von derselben durch die Dispersion bedingt seien.

In einem Krystall sei der Brechungsexponent:

$$\mu = \alpha + \frac{\beta}{\lambda^2} + \frac{\gamma}{\lambda^4} + \cdots\cdots,$$

wo $\alpha, \beta, \gamma \ldots$ Functionen von der Richtung der Schwingungen und Fortpflanzung sind. Ferner sei für $\lambda = \infty$ die Fresnel'sche Construction richtig, sodass α der Radionsvector der Fresnel'schen Wellenoberfläche ist. Vernachlässigen wir $\frac{\gamma}{\lambda^4}$, so wird für verschiedene Strahlen λ_1, λ_2, λ_3:

$$\mu_1 - \alpha = \frac{\beta}{\lambda_1^2}, \quad \mu_2 - \alpha = \frac{\beta}{\lambda_2^2}, \quad \mu_3 - \alpha = \frac{\beta}{\lambda_3^2},$$

so dass: $\frac{\mu_1 - \alpha}{\mu_2 - \alpha} = \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2}$ u. s. f.

Bei Versuchen mit den Strahlen C, D, F in zwei verschiedenen Richtungen ergab sich $\frac{\lambda_C^2}{\lambda_D^2} = 1{,}2403$; $\frac{\mu_D - \alpha}{\mu_C - \alpha} = 1{,}2875$ und $1{,}2770$; $\frac{\lambda_D^2}{\lambda_F^2} = 1{,}46978$, $\frac{\mu_F - \alpha}{\mu_D - \alpha} = 1{,}47208$ resp. 1,47348. Die Zahlen stimmen mässig überein. E. W.

XXV. ***E. Beltrami.*** ***Ueber einige Sätze von Clausius in der Theorie des Potentials*** (Nuov. Cim. (3) IV. p. 35—53. 1878.).

Der Verf. gibt eine übersichtliche Zusammenstellung der mannigfaltigen Formeln, welche für das Potential eines materiellen Körpers und für seine ersten und zweiten Differentialquotienten stattfinden. Dabei werden, was die Ableitungen resp. Beweise dieser Formeln betrifft, häufig neue Wege angedeutet, die vor den bisher üblichen durch grössere Einfachheit sich auszeichnen dürften.

Von Interesse ist namentlich noch die Zusammenstellung der von Gauss, Riemann und Clausius für die bekannte Gleichung:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi k$$

gegebenen Beweise. Beltrami hebt mit Recht hervor, dass der Gauss'sche Beweis die Differentiirbarkeit der Dichtigkeitsfunction k voraussetzt, während der Clausius'sche Beweis von dieser Voraussetzung frei bleibt.

XXVI. ***C. Cappa.*** ***Ueber die Electricitätsentwickelung beim Contact der Metalle mit Flüssigkeiten*** (Atti di Tor. XIII. 26. Mai 1878. Separatabz. 1—9.).

Die obere Condensatorplatte eines Condensators wurde mit der Erde, die untere Collectorplatte mit verschiedenen

Metallplatten verbunden, die in einem Glase voll von verschiedenen Flüssigkeiten standen. Letztere waren durch mit destillirtem Wasser genässte Papierstreifen oder Leinenfäden mit der Erde verbunden. Nach einiger Zeit wurden die Verbindungen des Condensators mit der Erde und dem Metall im Glase aufgehoben, die obere Platte abgehoben und der Ausschlag notirt.

Dabei lud sich Zink in dest. Wasser —, verd. H_2SO_4 —, Kupfer in beiden und $CuSO_4$ +, Zinn in dest. Wasser 0, in verd. H_2SO_4 sehr schwach +, Platin ebenso wie Kohle in dest. Wasser, verd. H_2SO_4 und HNO_3 stark +. Das Verhalten des Zinns entspricht der Beobachtung von Marianini, dass in einer Kette Zinn, saurem Wasser, Kupfer das Kupfer als positiver Pol dient.

Wurde die Kupferplatte eines Daniell'schen Elements mit sehr kleiner Zinkplatte plötzlich dadurch vergrössert, dass eine mit der erst eingesenkten Kupferplatte verbundene zweite gleich dicht daneben eingesenkt wurde, so nahm die Stromintensität zu (abgesehen von der Aenderung des Widerstandes, wohl wegen der geringeren Polarisation durch den etwa noch nicht oxydirten Wasserstoff auf der grossen Platte). Ueberhaupt soll, je nachdem ein Metall sich in einer Flüssigkeit positiv oder negativ ladet, beim Einsenken zweier ungleich grosser Platten desselben der positive Strom im ersten, der negative im zweiten von der grösseren zur kleineren gehen. (Doch wohl nur, wenn sie nicht ganz gleiche Oberflächenbeschaffenheit haben.)

Mehrere andere Resultate sind bereits von Pectet u. A. nachgewiesen, wie auch der Verf. bemerkt.

G. W.

XXVII. ***E. Bouty. Electrische Diagramme*** (Journ. de phys VII. p. 264—273. 1878.).

Sind die Werthe des Potentials für die verschiedenen Punkte des Raumes bei einer gegebenen electrischen Vertheilung bekannt, so sind die Flächen gleichen Potentials oder Niveauflächen und die Richtungslinien der Kräfte

bestimmt. In einer beliebigen durch den Raum gelegten Ebene lassen sich dann die Punkte gleichen Potentials angeben und die Niveaulinien, sowie die zu ihnen senkrechten Richtungslinien der Kräfte construiren. Diese Construction liefert das electrische Diagramm, ist jedoch nur in besonderen Fällen ausführbar.

Hat man z. B. einen einzigen electrischen Punkt, so sind die Flächen gleichen Potentials im Raume Kugeloberflächen; die durch den electrischen Punkt gelegte Diagrammebene ist daher mit concentrischen Kreisen bedeckt, deren Centrum der electrische Punkt ist, während die Kraftlinien ein System von Radien bilden.

Hat man zwei verschiedene electrische Punkte, so lässt sich das aus der Natur des Potentials als einer numerischen Function hervorgehende Theorem der Superposition der Potentialwerthe benutzen (wonach der resultirende Werth für einen Punkt gleich ist der Summe der Einzelwerthe), indem man auf transparenten Papierblättern für jeden Punkt gesondert das Liniensystem entwirft und dann die beiden Blätter in dem richtigen Abstand der Punkte übereinander legt. Auf einem dritten darüber gelegten transparenten Blatte construirt man dann die resultirenden Potentiallinien, wenn man alle Schnittpunkte mit einander verbindet, welche von Kreisen erzeugt werden, deren Potentialwerthe eine constante Summe geben. Die Richtungslinien der Kräfte findet man analog, indem man die Schnittpunkte von je zwei einzelnen Kraftlinien gleicher Indexsumme mit einander verbindet; hierbei ist vorausgesetzt, dass in jedem Einzelsysteme die Kraftlinien, deren Indexsumme man bilden soll, in gleicher Weise gezogen und von derselben Richtung aus gezählt werden.

Legt man auf das eben erhaltene Liniensystem das System eines dritten Punktes, sodass derselbe in die Verbindungslinie der beiden ersten Punkte zu liegen kommt, so lässt sich durch analoge Verbindung der zusammengehörigen Schnitt-Punkte das System der Linien gleichen Potentials und der Kraftlinien für drei auf einer Graden liegende Punkte bilden; ebenso für vier desgleichen und so fort.

Hat man das Diagramm eines constanten electrischen Feldes, welches durch zwei sich rechtwinkelig kreuzende Systeme von parallelen Graden gebildet ist, und überdeckt man dasselbe mit dem Diagramm eines Punktes oder mehrerer in einer Geraden gelegener electrischer Punkte, so kann man auf ähnliche Weise die Störung, welche durch die Einführung dieser Punkte in dem electrischen Felde stattgefunden hat, zu graphischer Darstellung bringen; dabei ist nur vorausgesetzt, dass die Systeme so über einander gelegt werden, dass die Verbindungslinien der electrischen Punkte mit der Richtung der Kraftlinien in dem ungestörten Felde zusammenfällt.

Aus derartigen Diagrammen lässt sich nun nicht allein für einen beliebigen Punkt der Potentialwerth sowie die Grösse und Richtung der electrischen Kraft sofort entnehmen und die Grösse der Induction bestimmen, sondern man ist auch im Stande verschiedene Probleme der electrischen Vertheilung und Induction mit Hülfe derselben zu lösen.

Die Analogie der Gleichungen in der Theorie der Electricität und in der Theorie der Wärme bringt es mit sich, dass auch hier solche Diagramme construirt und benutzt werden können. W. F.

XXVIII. ***A. Roiti.*** ***Ueber die Entladung der Holtz'schen Maschine in verdünnten Gasen. Antwort an Herrn Dr. Feddersen*** (Nuov. Cim. (3) IV. p. 79—91. 1878.).

Der Verfasser wendet sich gegen die von Hrn. Dr. Feddersen bei der Besprechung seiner Untersuchung über die Constanten der Holtz'schen Maschine gegen seine Versuche und Schlussfolgerungen erhobenen Bedenken (Beibl. II. p. 416), ohne indess neue Versuche beizubringen. Eine eingehendere Discussion seiner Einwände wird in den Annalen erscheinen. E. W.

XXIX. *R. Lenz. Ueber den galvanischen Widerstand verdünnter Lösungen von Verbindungen des Kaliums, Natriums, Ammoniums und des Wasserstoffs* (Mém. de l'ac. de St. Petersb. (5) XXVI. Nr. 3. p. 1—51. Separatabz. 1878.).

Die Bestimmungen wurden mittelst der Methode von F. Kohlrausch unter Anwendung eines Sinusinductors und eines Electrodynamometers ausgeführt. In den einen Zweig der Wheatstone'schen Drahtcombination (einer Brücke von Siemens) wurde der Trog mit der zu untersuchenden Flüssigkeit und ein Siemens'scher Stöpselrheostat, in den anderen das Widerstandsystem in der Brücke eingeschaltet. Nach der Nullstellung wurde der Trog entfernt und durch eine entsprechende Drahtlänge des Rheostaten ersetzt. Der Trog war aus 9 mm dicken Spiegelglasplatten gebildet und hatte im Innern 30,357 cm Länge, 4,043 cm Breite und 6 cm Höhe. In den Trog wurde stets dasselbe Flüssigkeitsvolumen (395,68 ccm) gebracht, so dass die Flüssigkeit stets denselben Querschnitt (13,05 qcm) besass. Der Glasboden ist am einen Ende durchbohrt und dort durch einen eingeriebenen Glasstab geschlossen. Ausserdem ist ein Thermometer in den Trog eingehängt. An zwei, auf den oberen, horizontal gestellten Kanten des Troges aufliegenden Messingklötzen waren platinirte Platinplatten befestigt, die den ganzen Querschnitt des Troges erfüllten. Die Widerstandsmessungen wurden bei zwei Abständen der Electroden vorgenommen, die durch zwei zwischen die Metallklötze auf die Kanten des Troges gelegte Glaslineale von verschiedener Länge bestimmt wurden. Der Inductor entsprach dem von Kohlrausch verwendeten. Bei verschiedenen Umlaufszahlen des Inductors (95—188 in der Minute) ergaben sich unter Anwendung von verdünnter Schwefelsäure ($^1/_2$ $^0/_0$), und bei Temperaturen zwischen 19,30 und 19,40^0 fast gleiche Zahlen, wenn dieselben auf die Temperatur 18^0 reducirt wurden (87,80 – 87,94). Die Messungen wurden bei zwei über und unter 18^0 liegenden Temperaturen gemacht und auf 18^0 reducirt:

Die Beobachtungsresultate sind in folgender Tabelle

enthalten, in der die Werthe $L^1/_4$ die äquivalente Leitungsfähigkeit der Lösungen angeben, die $^1/_4$Aequivalent der betreffenden Substanz in 1 Liter enthalten, d. h. die auf den Gehalt äquivalenter Mengen berechneten Leitungs-

Salz.	$L^1/_4$	$L^1/_8$	$L^1/_{16}$	$L^1/_{32}$	$L^1/_{64}$
H_2Cl_2	98,1	102,2	105,1	107,2	108,5
$H_2 2(NO_3)$	96,8	101,3	104,5	106,8	108,4
H_2SO_4	58,5	63,6	68,3	73,7	79,9
H_2CrO_4	75,0	79,2	82,3	84,4	85,9
$H_2C_2O_4$	22,1	29,5	34,8	38,5	41,1
K_2Cl_2	31,3	32,5	33,3	33,9	34,4
$K_2 2(NO_3)$	26,4	29,0	30,8	32,1	33,0
K_2SO_4	23,5	25,7	27,8	29,7	31,5
K_2CrO_4	24,6	26,4	28,2	29,7	31,3
$K_2C_2O_4$	23,4	25,5	27,5	29,3	31,0
K_2CO_3	22,9	24,8	26,7	28,4	29,9
$K_2H_2O_2$	59,3	61,0	62,1	63,0	63,6
Na_2Cl_2	23,7	25,7	27,2	28,2	29,0
$Na_2 2(NO_3)$	21,9	24,2	25,8	26,9	27,7
Na_2SO_4	17,6	20,0	22,2	24,2	26,0
Na_2CrO_4	18,6	20,7	22,6	24,4	26,0
Na_2CO_3	16,2	18,5	20,6	22,6	24,5
$Na_2H_2O_2$	50,7	53,5	55,5	56,9	57,9
Am_2Cl_2	30,3	32,0	33,3	34.2	34.8
$Am_2 2(NO_3)$	28,2	30,3	31,7	32,8	33,5
Am_2SO_4	22,6	25,0	27,2	29,2	31,2
Am_2CrO_4	20,4	22,7	24,8	26,8	28,6
$K_2H_2 2(SO_4)$	63,6	70,5	78,3	87,4	97,7
$K_2Cr_2O_7$	24,2	25.8	27,4	28,8	30,1
$K_2H_2 2(C_2O_4)$	11,1	13,5	15,7	17,8	19,7
$K_2H_2 2(CO_3)$	22,9	24,6	26,1	27,6	28,7
$Na_2H_2 2(CO_3)$	16,3	18,1	19,8	21,4	22,9
$Am_2H_2 2(SO_4)$	65,2	73,7	79,2	87,7	98,1
$Am_2Cr_2O_7$	21,4	23,7	25,8	27,8	29,6
$Am_2H_2 2(CO_3)$	22,4	24,2	25,9	27,4	28,9

fähigkeiten. Ist demnach R der specifische Widerstand, p der Gehalt an Substanz, so ist $L = \frac{1000}{p \cdot R}$. Zur Berechnung der Werthe ist für die Chlor- und salpetersauren Verbindungen, sowie Kali und Natron die Interpolationsformel:

$L = a(1 - bp^{0,5})$, für die Schwefelsäure und ihre Salze die Formel: $L = a\left(1 + \frac{b}{p^{0,2}}\right)$, für schwefelsaures Ammoniak: $L = a\left(1 + \frac{b}{p^{0,3}}\right)$, für die anderen Salze: $L = a(1 - bp^{0,1})$ angewandt, wo p den Gehalt der Lösungen angibt.

In den angeführten Formeln ist die Concentration p nicht, wie bei den Versuchen von Kohlrausch für etwas stärkere Lösungen (die schwächsten hatten 4,9—5 % Salz) in der ersten Potenz, enthalten. Die äquivalente Leitungsfähigkeit der sehr verdünnten Lösungen (die im Maximum nur 3,7—2,6 % Salz enthielten) wächst also mit zunehmender Verdünnung und nimmt mit wachsender Concentration ab. Diese Zunahme geschieht mit wachsender Verdünnung erst schnell, dann immer langsamer.

Ref. hatte — wenn auch nur unter verschiedenen Reservationen — aufgestellt, dass etwa annähernd die Leitungsfähigkeit einer Lösung der Concentration direct, der Zähigkeit (soweit die Verschiebung der Theile einer Lösung aneinander der der Jonen in ihr parallelisirt werden könnte) umgekehrt proportional ist. Daraus würde folgen, dass die äquivalente Leitungsfähigkeit der Zähigkeit umgekehrt oder der Fluidität F direct proportional wäre. Werden beide Werthe nach der Formel $L = a(1 - bp^m)$ und $F = k(1 - b_1 p^m)$ gesetzt, so ergibt sich aus den Versuchen von Grotrian mit den schwächsten von ihm verwendeten Lösungen:

	H_2Cl_2	H_2SO_4	$H_2(NO_3)_2$	K_2Cl_2	Na_2Cl_2	Am_2Cl_2
b_1	0,294	0,337	0,102	0,056	0,048	0,032
b	0,245	0,654	0,276	0,293	0,475	0,336

Es zeigen sich also ziemliche Abweichungen, die indess noch nicht gegen die Analogie (nicht Proportionalität) der beiden Werthe sprechen.

Aus der Vergleichung der Kalisalze für $^1/_{64}$ Aequivalent ergaben sich die äquivalenten Leitungsfähigkeiten für:

K_2SO_4	K_2CrO_4	$K_2C_2O_4$	K_2CO_3
31,5	31,3	31,0	29,9

Bei sehr geringen Concentrationen besitzen also die mit gleichem positiven Jon behafteten Kalisalze alle gleiche äquivalente Leitungsfähigkeit; bei stärkeren Concentrationen gehen sie weiter auseinander. Die Kalisalze folgen dabei in der Leitungsfähigkeit derselben Reihenfolge, wie in ihrer Fluidität. Aetzkali, dessen positiver Jon Wasserstoff ist, weicht davon ab. Aehnlich verhalten sich die Verbindungen des Natriums und Ammoniums (mit Ausnahme des sehr schlecht leitenden Ammoniaks). Die Salze derselben Base haben also, unabhängig vom negativen Jon bei starken Verdünnungen nahezu gleiche Leitungsfähigkeit. Dabei ist das Verhältniss der Leitungsfähigkeiten der Salze von:

K Na Am
= 100 : 85,4 : 98,1.

Salpetersäure und Chlorwasserstoffsäure besitzen die gleiche Leitungsfähigkeit, ebenso bei grosser Verdünnung Schwefelsäure und Chromsäure. Oxalsäure verhält sich ganz anders.

Die Leitungsfähigkeiten von Kali und Natron schliessen sich der der Schwefelsäure an; mit wachsender Verdünnung nähern sich dieselben einander mehr und mehr.

Die Lösungen saurer Salze, $KHSO_4$ und $AmHSO_4$, sowie andererseits $K_2Cr_2O_7$ und $KHCO_3$, sind einander sehr nahe gleich. Das neutrale und saure chromsaure Kali und Ammoniak haben gleiche äquivalente Leitungsfähigkeit; ebenso das neutrale und halbgesättigte kohlensaure Kali, welche in der Lösung nicht zersetzt sind. Dagegen sind die Leitungsfähigkeiten des neutralen und sauren schwefelsauren Kalis sehr verschieden; die des letzteren ist beträchtlich kleiner, als die Summe der Leitungsfähigkeiten des in der Lösung enthaltenen neutralen Salzes und der Säure; ein Beweis, dass die Salze in der Lösung nicht völlig dissociirt sind. G. W.

XXX. ***P. Schützenberger.*** *Ueber eine allotrope Modification des Kupfers* (C. R. LXXXVI. p. 1265—67. 1878.).

XXXI. — *Ueber die metallische Allotropie* (ibid. p. 1367—99. 1878.).

Wird eine 10 %ige Lösung von essigsaurem Kupferoxyd einige Minuten gekocht, um etwas Essigsäure zu verjagen, und dann zwischen einer negativen Platinplatte und einer parallelen, etwas kleineren, 3—4 cm davon entfernten Kupferplatte durch den Strom von 2 Bunsen'schen Elementen electrolysirt, so scheidet sich das Kupfer in feinen metallglänzenden, auf der freien Seite etwas rauhen, mitunter baumartig anwachsenden, bronzebraunen, brüchigen, leicht pulverisirbaren Platten vom specifischen Gewicht 6,9 ab. Ist die negative Electrode grösser als die positive, so ist dieses Kupfer von gewöhnlichem umgeben.

In feuchter, namentlich warmer Luft oxydirt sich das sogenannte allotrope Kupfer sehr schnell, ebenso in basischer essigsaurer Kupferlösung. Gepulvert gibt es schnell an der Luft Kupferoxyd. In Salpetersäure ($^1/_{10}$) löst es sich unter Bildung von Stickoxydul und bedeckt sich mit einer dunklen olivenfarbenen Schicht, während gewöhnliches Kupfer durch dieselbe Salpetersäure nicht gelöst wird. Platten, die beide Kupfermodificationen enthalten, geben Stickoxydul und Stickoxyd. Beim Erhitzen verwandelt sich das sogenannte allotrope Kupfer in gewöhnliches; zuweilen unter bedeutender Wärmeentwickelung, ohne wesentliche Aufnahme von Sauerstoff. Wird dasselbe in schwach essigsaurem Wasser in einem geschlossenen Rohr 24 Stunden auf 100° erhitzt, so gibt es ebenfalls mit obiger Salpetersäure Stickoxyd und Stickoxydul; ebenso nach dem Erhitzen in Wasser; indem mit längerer und höherer Erhitzung die Menge des Stickoxyds steigt, so dass dabei ebenfalls die Umwandlung in gewöhnliches Kupfer mehr oder weniger erfolgt (Kupferoxydul verhält sich in 10 %iger Salpetersäure wie Kupferoxyd, welches sich ohne weiteres löst, gemengt mit in jener Salpetersäure unlöslichem gewöhnlichem Kupfer).

Dem Kupfer sind etwa 5—10 % Kupferoxyd und kleine Mengen (0,3—0,5 %) von Substanzen, grösstentheils Essigsäure, beigemengt, die beim Erhitzen auf 450° entweichen. Enthalten sie Wasserstoff, so ist dessen Menge jedenfalls sehr gering.

Auch bei der Electrolyse von wässriger Kalilauge ($^1/_{10}$) zwischen einer positiven Platte von Blei und einer negativen von Kupfer, die im Abstand von 3—4 cm von einander entfernt sind, durch den Strom von einem Bunsen'schen Element, setzt sich auf der negativen Electrode bald ein blauweisser, glänzender, glatter Ueberzug ab, der beim Herausnehmen der Platte und Waschen derselben mit warmem Wasser sehr schnell verschwindet und das darunterliegende Metall erkennen lässt. Dabei bildet sich eine sehr dünne Schicht von gelbem, beim Trocknen sichtbarem Bleioxyd. Bei der Electrolyse entwickelt sich zuerst an der negativen Electrode Wasserstoff. Ist mehr Bleioxyd gelöst, so scheidet sich ein voluminöser grauer Schwamm vom Blei an der negativen Electrode ab, an dem dann Bleiblätter herauswachsen (wie auch bekanntlich bei Bildung des Bleibaumes); namentlich wenn durch die Bildung des Schwammes der Abstand der Electroden vermindert ist. Der Schwamm oxydirt sich nach dem Waschen mit siedendem Wasser und Trocknen im Vacuum sehr schnell an der Luft zu Bleioxyd. — Die Erscheinungen bei der Electrolyse des essigsauren Kupfers hat Ref. bereits im Jahre 1856 (Wied. Galv. (2) I. § 335) besprochen und wird darauf demnächst in den Annalen Jan. 1879 zurückkommen.

G. W.

XXXII. ***A. Righi.*** *Ueber die Geschwindigkeit des Lichtes in durchsichtigen magnetisirten Körpern* (Nuov. Cim. (3) III. p. 212—234. 1878.).

Beim Durchgang des Lichtes durch durchsichtige, dem magnetischen Einfluss ausgesetzte Körper kann man annehmen, dass die Strahlen in zwei circular polarisirte zerfallen, von denen die Wellenlänge λ in entgegengesetztem

Sinn geändert wurde. Da die Wellenlänge $\lambda = VT$, gleich dem Product aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit und der Schwingungsdauer ist, so könnte die Veränderung von λ entweder 1) wie im Quarz durch die Veränderung von V bei gleichbleibendem T, oder 2) umgekehrt von T bei gleichbleibendem V bedingt sein. Endlich könnte 3) in dem Körper gar keine Zerlegung des polarisirten Strahles eintreten, sondern einfach die Polarisationsebene mit den rotirenden Molecülen allmählich mehr und mehr abgelenkt werden.

Zur Entscheidung hierüber wurde eine mit Schwefelkohlenstoff gefüllte, an den Enden durch Glasplatten geschlossene Röhre von Kupfer in die Axe einer Spirale eingelegt und durch letztere der Strom von 20 Bunsen'schen Elementen geleitet. Die von einem Spiegel in horizontaler Richtung reflectirten Strahlen fielen auf einen verticalen Spalt, dann auf eine verticale Cylinderlinse, die von letzterem ein feines, reales Bild entwarf, darauf auf die Fresnel'schen Spiegel und auf eine achromatische Linse von 40 cm Brennweite. Es wurden somit zwei reale Bilder des Spaltes gebildet, die auf einem Schirm in einem Abstand von etwa 3—4 mm erschienen. An der Stelle dieser beiden Bilder wurden, um die beiden entsprechenden Strahlen circular zu polarisiren, ein Nicol'sches Prisma und eine Bravais'sche Platte aufgestellt, auf deren beide in einer verticalen Linie zusammentreffende Hälften die Strahlen fielen. Das Nicol und die Platte waren in die Enden einer Messingröhre eingesetzt, in der und mit der sie gedreht werden konnten. Um die Platte richtig zu stellen, wurde erst ohne dieselbe vor die Röhre ein zweites, um 90° gegen das erste gedrehtes Nicol gestellt; dann die Platte in solcher Lage eingeführt, dass das Licht ausgelöscht blieb, und nun die Platte um 45° gedreht. Dann gingen die Strahlen durch die Flüssigkeit und in ein mit einem Nicol, einem Turmalin oder einem doppelbrechenden Prisma versehenes Ocular mit verschiebbarem Faden.

Bei jeder Aenderung der Stromesrichtung in der

Spirale wird die Verschiebung der Franzen mittelst der Mikrometerschraube des Oculars gemessen. Eine in einen abgezweigten Theil der Leitung des Stromes eingefügte Bussole diente zur Bestimmung der Constanz der Stromesintensität zwischen je zwei Messungen. Vorher wurde ohne diese Apparate mittelst des Doppelkeils und der Doppelplatte eines Soleil'schen Saccharimeters die Drehung der Polarisationsebene durch die Einwirkung des Stromes bestimmt.

Ist die Drehung der Polarisationsebene gleich α^0, so muss, wenn der polarisirte Strahl aus zwei circularen, sich verschieden schnell fortpflanzenden Strahlen besteht, zwischen letzteren eine Phasendifferenz von $2\alpha^0$ oder von $\frac{\alpha}{180}\lambda$ Wellenlängen eintreten. — Verschieben sich also für einen Wegunterschied von λ die Franzen um den ganzen Zwischenraum δ zwischen zweien von ihnen, so würde der Drehung α eine Verschiebung von $\frac{\alpha}{180}\delta$ entsprechen.

Bei den Versuchen betrug die direct beobachtete Drehung der Polarisationsebene je nach der Stromesrichtung $\pm 5^0$, die Verschiebung der Franzen bei der Umkehrung des Stromes sehr nahe $^1/_{18}$ ihres Abstandes, was mit obiger Hypothese stimmt. Das Verhalten des Lichtes in den dem magnetischen Einfluss ausgesetzten Flüssigkeiten ist also ganz dasselbe, wie im Quarz. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der circular polarisirten Strahlen wird je nach ihrer Schwingungsrichtung geändert. Würde dagegen nach Hypothese 2) die Dauer der circularen Schwingungen geändert, und hätten sie dieselbe Aenderung auch nach dem Austritt bewahrt, so müssten die Franzen entweder in dem Gesichtsfeld fortwandern oder verschwinden, da Licht von verschiedener Schwingungszahl nicht interferirt. Würden die circularen Schwingungen nach Hypothese 3) als aus zwei aufeinander senkrechten gedacht, deren Schwingungsebene einfach gedreht wird, so würde dies einer Beschleunigung der Oscillationen selbst entsprechen und somit die Resultate mit denen nach Hypothese 2) zusammenfallen.

Als einfachste Annahme wäre hinzustellen, dass die beiden circularpolarisirten Strahlen um gleich viel in ihrer Fortpflanzungsgeschwindigkeit beschleunigt und verzögert werden, also die mittlere Geschwindigkeit des Lichtes durch den magnetischen Einfluss nicht geändert wird.

Indess gestatten die vorliegenden Versuche keine Entscheidung darüber, ob nicht etwa im Gegentheil die Geschwindigkeiten der beiden Strahlen sehr verschieden von denen im nicht magnetisirten Medium wären. Im letzteren Fall würde sich in demselben auch für einen nicht circular, sondern linear polarisirten Strahl eine Geschwindigkeitsänderung erwarten lassen.

Es wurden deshalb zwei gleiche Kupferröhren von rechteckigem Querschnitt unter Zwischenlegen eines Pappstücks parallel neben einander gelegt, auf ihre Enden zwei in der Contactlinie der Röhren mit Diamant eingeritzte Glasplatten mit Guttapercha, oder Schellack aufgeklebt und dann durch einen Schlag die Glasplatten in der Mitte zersprengt und die Röhren getrennt. Auf diese Weise geben die Röhren bei Füllung mit einer Flüssigkeit, wenn sie in den Gang zweier interferirender Lichtstrahlen gestellt werden, meist keine Franzen. Um dieselben hervorzubringen, wird ein Jamin'scher Compensator davorgestellt. Sonst ist unter Fortlassung der Bravais'schen Platte u. s. f. die Anordnung des Apparates eine ähnliche, wie oben beschrieben. Die von den beiden conjugirten Bildern ausgehenden Strahlen gehen erst durch die auf eine Glasplatte parallel gestellten Röhren, von denen die eine in der Magnetisirungsspirale, die andere vor derselben liegt, dann je durch einen der Glasstreifen des Compensators und in das Ocular.

Wurden kürzere Röhren, von 92 mm Länge, angewendet, welche wegen der Schlierenbildung für Schwefelkohlenstoff vorzuziehen sind, so wurde die eine der Röhren zwischen die durchbohrten Halbanker eines starken Electromagnetes, die andere hinter den einen derselben gelegt.

Bei Anwendung linear polarisirten Lichtes wurde nie eine Verschiebung der Franzen beobachtet, weder bei An-

wendung von Schwefelkohlenstoff, noch von Wasser, Alkohol, Chlorzink-, Eisenchlorür- oder Eisenvitriollösung.

Wird eine Glimmerplatte von $^1/_4$ Wellenlänge eingefügt, deren Hauptaxen mit der Polarisationsebene des Polarisators einen Winkel von 45° bilden, so erhält man die Interferenz zweier in gleichem Sinn circularer Lichtstrahlen und beobachtet bei den die Polarisationsebene stark drehenden Substanzen, wie Chlorzink und Schwefelkohlenstoff, bei jeder Schliessung und Oeffnung oder Umkehrung des magnetisirenden Stromes eine Verschiebung der Franzen.

Zum Schluss beweist der Verf. nochmals (s. oben) durch eine einfache Rechnung, dass in der That die Interferenz zweier Strahlen von verschiedener Wellenlänge beständig sich verschiebende Franzen liefern müsste, die sich mit einer solchen Geschwindigkeit bewegten, dass in der Secunde ebensoviele Franzen durch einen festen Punkt hindurchgingen, wie der Differenz der Schwingungszahlen beider Strahlen in der Secunde entsprächen. G. W.

XXXIII. ***A. Righi.*** *Ueber die Concentration einer magnetischen Lösung am Pol eines Magnetes* (Nuov. Cim. (3) III. p. 235—237. 1878.).

Nach Jamin[1]) soll eine Lösung eines Eisensalzes sich in der Nähe eines Magnetpoles concentriren und zuletzt daselbst krystallisiren. Righi hat dem entsprechend an einen parallelepipedischen Anker mittelst Guttapercha vier Glasplatten in Form eines parallelepipedischen Kastens geklebt, dessen eine Seite durch die Fläche des Ankers selbst gebildet war, und ihn mit verschiedenen Lösungen gefüllt Ein Sonnenstrahl fiel auf eine Cylinderlinse, dann wurde er durch Fresnel'sche Spiegel in zwei parallele Strahlenbündel getheilt, die durch eine achromatische Linse zu zwei Bildern vereint wurden, von denen aus die entsprechenden Strahlen, der eine dicht vor der Eisenfläche, der andere in weniger Entfernung davor den Kasten durch-

1) C. R. XLII. p. 485.

zogen und dann in das Ocular mit Fadenkreuz fielen, wo sie interferirten. Indess konnte beim Magnetisiren keine Verschiebung der Franzen beobachtet werden. — Wurde darauf die Lösung aus dem Kasten entfernt, derselbe mit Wasser ausgewaschen und ohne abzutrocknen wieder mit der Lösung gefüllt, so zeigte sich beim Erregen des Magnets eine allmähliche merkliche Verschiebung der Franzen im erwarteten Sinne, die offenbar nur von dem allmählichen Eintreten einzelner Flüssigkeitsfäden der Eisenlösung in das Wasser durch die magnetische Wirkung bedingt war. Wurde die Lösung vor dem Magnetisiren umgerührt, so hörte die Wirkung völlig auf. Die Lösungen concentriren sich also an dem Magnetpol nicht merklich.

G. W.

XXXIV. ***A. Naccari und M. Bellati. Ueber die thermischen Erscheinungen beim Durchgang der Electricität durch verdünnte Gase*** (Atti dell' Ist. Ven. (5) IV. p. 1—32. 1878. Separatabz.).

Die Verfasser haben die vom Referenten [1]) erhaltenen Resultate in folgender Weise bestätigt.

Gewöhnliche Geissler'sche Spectralröhren, bestehend aus einem engeren Rohr, welches zwischen zwei conaxialen cylindrischen weiteren Glasröhren eingesetzt war, die an ihren Enden die Electroden enthielten, wurden mit der 100 000 m Draht haltenden Inductionsrolle eines grossen Ruhmkorff'schen Inductoriums verbunden. Das Inductorium war mit einem Foucault'schen Interruptor versehen und wurde durch 2—3 Bunsen'sche Elemente erregt. Ein in den Schliessungskreis mit der Röhre eingefügtes Spiegelgalvanometer maass die durch erstere hindurchgehende Electricitätsmenge, während die sich rückwärts durch die Spirale entladende bei ihrem Hin- und Hergang dasselbe nicht beeinflusst. — Da die Ausschläge des Galvanometers beim Schliessen des inducirenden Stromes die gleichen

---

1) Pogg. Ann. CLVIII. p. 35. 252. 1876, auch Wied. Galv. (1) II. § 1103.

waren, mochte dasselbe in den Inductionskreis eingefügt sein oder nicht, so konnte kein merklicher Theil des Schliessungsinductionsstromes dasselbe und das Geissler'sche Rohr im ersten Fall durchfliessen. Beim Oeffnen waren in beiden Fällen die Ausschläge sehr verschieden (—4,2 bis —5,2 und 25,9 bis 21,5); ihre Differenz gibt die Intensität der Oeffnungsinductionsströme an. Durch einen Siemens'schen Zähler ergab sich die Zahl der Unterbrechungen des inducirenden Stromes zu 13,85 in der Secunde, während die Schwingungsdauer der Galvanometernadel 1,81 Secunde war. Wurde ein constanter Strom einmal ununterbrochen durch das Galvanometer geleitet, und dann während derselbe durch das Foucault'sche Interruptor unterbrochen wurde, so blieb trotz bedeutender Aenderungen der Widerstände des Schliessungskreises das Verhältniss der beide Male erhaltenen Galvanometerangaben ungeändert, so dass also das Galvanometer die durch dasselbe hindurchgehende Electricitätsmenge zur Genüge angibt. Ein aus einer electromagnetisch bewegten Stimmgabel hergestellter Interruptor gab keine wesentlich abweichenden Resultate.

Bei einer Versuchsreihe wurde der eine Pol des Inductoriums zur Erde abgeleitet, der andere mit einem mit Chlor gefüllten, vertical gestellten Geissler'schen Rohr, dieses mit dem Galvanometer verbunden und letzteres ebenfalls abgeleitet. Der mittlere Theil des Rohres hatte 78 mm Länge, 5,5 mm Dicke. Ueber dasselbe wurde als Calorimeter ein cylindrischer Recipient von dünnem Kupferblech geschoben und derselbe beiderseits mittelst durchgeschnittener Korke luftdicht geschlossen und die Erwärmungen q des Calorimeters durch ein eingesenktes Thermometer von Minute zu Minute bestimmt. War z. B. der Ausschlag des Galvanometers J, die Zahl der Unterbrechungen n, so ergab sich z. B. bei zwei Reihen:

n	J	$q.10^4$	$\frac{q}{J}.10^6$	n	J	$q.10^4$	$\frac{q}{J}.10^6$
10	31,9	317	993	17	70	268	383
13	52,4	521	995	19	155,1	587	394
12	67,2	663	959	18	202,0	795	378
11	95,8	922	962				

Aehnliche Resultate wurden bei Anwendung des akustischen Interruptors, bei Anwendung von Kohlensäure, aus Wasserstoff in den Röhren gefunden, so dass also das Verhältniss der erzeugten Wärmemengen zu der durch die Röhren hindurchgegangenen Electricitätsmenge constant ist.

Bei anderen Versuchen wurde die Röhre ebenfalls vertical gestellt und der obere Theil desselben mit einem dünnen, unten angekitteten Glasrohr als Calorimeter umgeben, welches bis etwa 30 mm unter das obere Ende des Rohres ging. Die Electrode war 28 mm lang, so dass sie ganz von dem Glasrohr umgeben war. Ein Metallschirm schützte dasselbe vor äusserer Strahlung. Das Rohr wurde mit Quecksilber (138,23 g) gefüllt. Auch hier zeigte sich eine annähernde Proportionalität der Wärmeentwickelung an der negativen Electrode mit der durchgehenden Electricitätsmenge; wobei dieselbe etwa 8 mal mehr Wärme abgab als die positive. Die Wärmeerzeugung an letzterer war so klein, dass die Proportionalität sich nicht deutlich feststellen liess.

Bei anderen Versuchen wurde der untere Theil des Rohres mit dem Calorimeter umgeben, wobei sich eine geringe Zunahme des Verhältnisses $\frac{q}{J}$ (158 : 160) mit der Stromintensität (31,1 : 163,5) an der negativen Electrode zeigte. Die positive Electrode gab eine etwa 22,8 mal kleinere Wärmemenge. Wird die Geissler'sche Röhre gehoben, dass nur das am Glase befindliche Ende der Electroden in das Calorimeter eintaucht, so ist dieses Verhältniss noch grösser (welches aber auch wohl von den Druckverhältnissen abhängt).

War das Rohr mit Chlor gefüllt, so war der Temperaturunterschied der Electroden grösser als mit Wasserstoff.

Um zu entscheiden, ob vielleicht die Verschiedenheit der Temperaturen der Electroden dem Peltier'schen Phänomen analog ist, haben die Verf. versucht, ob stärkere oder schwächere Ströme vielleicht eine Erkältung der Electroden erzeugten; indess waren die Versuche nicht entscheidend.

Wurde das Geissler'sche Rohr an seiner weiteren, 81 mm langen Stelle mit dem Glascalorimeter auf einer grösseren Strecke (35,5 mm) umgeben, während die Electrode 29 mm lang war, so blieb die annähernde Constanz des Verhältnisses $\frac{q}{J}$ bestehen, und der Unterschied der Erwärmungen an der positiven und negativen Electrode nahm immer mehr ab, je weiter das Calorimeter von dem Ende des Rohres gegen seine engere mittlere Stelle vorgeschoben wurde.

Bestand der mittlere Theil des mit Luft gefüllten Rohres aus zwei verschiedenen Theilen (36,3 und 12,6 qmm Querschnitt), über welche zwei Calorimeter geschoben waren, so war doch die aus den Erwärmungen und Wasserwerthen der Calorimeter berechneten beiderseits erzeugten Wärmemengen q und q_1 nur wenig verschieden; bei dem engeren Rohr sind sie etwa um 1,05—1,15 mal grösser als im weiteren. Bei einem U förmigen Rohr, dessen Schenkel sehr verschieden weit waren (resp. 116,8 und 4,5 qmm Querschnitt hatten), war die Erwärmung im engeren Rohr, etwa 1,2 mal bedeutender als im weiteren. Die Abweichung von der Proportionalität mit dem Querschnitt ist also nur gering, da eine Zunahme desselben im Verhältniss von 1:26 nur einer Abnahme der Wärmeerzeugung im Verhältniss von 1:1,2 entspricht (wobei auch noch auf die Verschiedenheit der secundären Umstände an beiden Stellen, z. B. die verschiedene Ableitung oder Zuleitung und Strahlung der Wärme von und zu den ausser den Calorimetern liegenden Theilen der Röhren u. s. f., in Betracht zu ziehen ist.). G. W.

XXXV. ***Du Moncel.*** *Zweiter Brief über das Telephon* (Bull. Belgique (2) XLVI. p. 72—76. 1878.).

XXXVI. ***Navez Vater und Sohn.*** *Antwort darauf* (ibid. p. 76—79. 1878.).

Discussion, inwieweit Telephone ohne schwingende Platte Töne verschiedener Intensität fortpflanzen.

G. W.

XXXVII. ***E. Obach.*** *Ueber das Messen starker electrischer Ströme und über eine neue, hierzu geeignete Form der Tangentenbussole* (Carl Rep. XIV. p. 507—528. 1878. Separatabz.).

Da bei Anwendung sehr starker Ströme der Ring der Tangentenbussole nur einen sehr kleinen Widerstand haben darf, eine etwa anzubringende Nebenschliessung also einen noch geringeren, der kaum genau zu messen ist, ändert Obach für derartige Messungen die Tangentenbussole in der Weise ab, dass der mit einem Kupferband oder Drahtwindungen bedeckte Drahtring derselben um eine mit der Axe der Nadel coïncidirende horizontale Axe drehbar ist. Die Neigung φ des Ringes gegen die Verticale wird an einem Theilkreis abgelesen. Um das bei stärkerem Neigen des Ringes vorkommende Kippen der Nadel zu vermeiden, wird sie nicht auf einer Spitze balancirt, sondern mit einer zwischen zwei Lagern beweglichen verticalen Axe versehen. Durch diese Einrichtung wird die auf die Nadel in der Horizontalebene wirkende Kraft des Stromes J im Verhältniss von $1 : \sin\varphi$ verringert. G. W.

XXXVIII. ***Edisons*** *Graphittelephon* (Dingl. J. CCXXIX. p. 263—264. 1878.).

Der Magnet des zeichengebenden Telephons wird durch eine beiderseits mit dünnen Platinplatten belegte Graphitplatte ersetzt, welche mit dem zeichenempfangenden Bell'schen Telephon in einen Stromkreis eingeschaltet ist. Die Graphitplatte ruht auf einer gleich grossen Glasscheibe und diese mittelst eines kurzen dünnen Messingrohrs auf der in den Schalltrichter eingesetzten Metallplatte. Die letztere treffenden Tonschwingungen ändern den Widerstand der Graphitplatte und die Stromintensität. Während mit einem Bell'schen Magnettelephon die Zeichen nur auf 45 km gehört wurden, geschah dies mit dem Graphittelephon auf 224 km Entfernung. G. W.

XXXIX. ***d'Arsonval.*** *Anwendung des Telephons als Galvanoskop* (C. R. LXXXVI. p. 832—833. 1878.).

Wird die Inductionsspirale des du Bois'schen Schlittenapparates bis zu 15 mal so weit von der inducirenden entfernt, wie wenn ein Froschschenkel gerade noch auf die Ströme in ersterer reagirt, so hört man dieselben doch noch deutlich im Telephon; letzteres ist also mindestens 200 mal empfindlicher als der Froschschenkel; was übrigens bei der bekannten Empfindlichkeit des Telephons vorauszusehen war. Um die Anwesenheit schwacher constanter Ströme im Telephon nachzuweisen, die für sich das Telephon nicht erregen, werden dieselben durch eine Stimmgabel unterbrochen.

G. W.

Literatur-Uebersicht.

Göttinger Nachrichten. 1878. Nr. 12—15.

Riecke. *Ueber das ponderomotorische Elementargesetz der Electrodynamik (erscheint in den Abhandlungen).*

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akademie.

G. Ciamician. *Ueber den Einfluss des Druckes u. der Temperatur auf die Spectren von Dämpfen und Gasen (LXXVIII. 23. Mai 1878), 3 pp.*

L. Ditscheiner. *Ueber die Electricitätsbewegung im Raume und die Nobili'schen Ringe (LXXVIII. 21. Juni 1878), 20 pp.*

J. Stefan. *Ueber die Diffusion der Kohlensäure durch Wasser und Alkohol (LXXVII. 21. März 1878), 39 pp.*

J. Schöttner. *Ueber die innere Reibung im Glycerin (LXXVII. 9. Mai 1878), 17 pp.*

J. Puluj. *Ueber die Reibung der Dämpfe (LXXVIII. 4. Juli 1878), 33 pp.*

Dingler Journal. 1878. Bd. CCXXX. Heft 2—3.

C. Walker. *Achtfaches Telephon, p. 283.*

Comptes rendus. 1878. T. LXXXVII. Nr. 21—23.

L. Boltzmann. *Nouvelles remarques au sujet des communications de M. M. Lévy sur une loi universelle relative à la dilatation des corps, p. 773.*

G. Sire. *Observations à propos des communications de M. Gouey et de M. Hirn sur un appareil gyroscopique, p. 774—775.*

Gouey. *Sur un tourniquet gyroscopique alternatif, p. 775—777.*

R. Werdermann. *Sur un nouveau système de lampe électrique, p. 777—779.*

J. Coquillon. *De l'action particulière du fil de platine sur les hydrocarbures, modification apportée au grisomètre, p. 795—797.*

M. Lévy. *Réponse à diverses communications, p. 826 - 827.*

E. Reynier. *Réclamation de priorité au sujet de la communication de M. Werdermonn sur une lampe électrique, p. 827—828.*

E. Duter. *Sur un phénomène nouveau de l'électricité statique, p. 828—829.*

Jamin. *Observations relatives à la communication précédente, p. 829 —830.*

de St.-Venant. *Sur la torsion des prismes à la base mixtiligne et sur une singularité que peuvent offrir certains emplois de la coordonée logarithmique du système cylindrique isotherme de Lamé, p. 849 —854.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1878. T. XV. Oct.

Berthelot. *Sur le pouvoir rotatoire du métastyrolène, p. 145—148.*

— *Nouvelles observations sur le rôle de la pression dans les phénomènes chimiques, p. 149—150.*

E. Bourgoin. *Mémoire sur les courbes de solubilité des acides salicylique et benzoïque, p. 161—173.*

Berthelot. *Sur les affinités relatives et déplacements réciproques de l'oxygène et des éléments halogènes, p. 185—220.*

— *Sur le rôle des acides auxiliaires dans l'éthérification, p. 220—237.*

— *Influence des chlorures métalliques sur l'éthérification, p. 238—240.*

— *Sur les mélanges explosifs formés d'air et de poussières combustibles, p. 240—242.*

A. Righi. *Le téléphone qui s'entend à distance, p. 274—280.*

L. Foucault. *Du spectre solaire et de son influence sur la vision dans les instruments d'optique, p. 283—288.*

Philosophical Magazine (5) 1878. Vol. VI. December.

G. J. Stoney. *On the mechanical theory of Crookes' (or Polarisation) stress in gases, p. 401—423.*

E. Chase. *On the nebular hypothesis. X. predictions, p. 448—454.*

J. Conroy. *On the light reflected by the potassium permanganate, p. 454—458.*

Nature. 1878. XIX. 14. Nov. bis 5. Dec.

W. Trant. *The divisibility of the electric light, p. 52.*

W. F. Barrett. *The telephone its history and its recent improvements, p. 50—59.*

J. C. Watson. *The telephone, p. 95—96.*

C. A. Fawsill. *Strange properties of matter, p. 98.*

Sitzung der Roy. Soc. 21. Nov.: J. H. Poynting. On a method of using the balance with great delicacy and its employment to determine the mean density of the earth, p. 115—116.

Chemical News. 1878. Vol. XXXVIII. Nr. 991—993.

Chemical Society 21. Nov. Carnelly. Relation between the melting points of the elements and their coefficients of expansion, p. 261—261.

W. G. Brown. *Philippium, p. 267—268.*

Phys. Society, 23. Nov.: W. E. Ayrton and J. Perry. On the music of colour and visible motion, p. 262. — A. Schuster. New method of adjusting the collimator of the spectroscope for parallel rays of different refrangibility, p. 262—267.

Journal of the Soc. of Telegraph Engineers. 1878. VII. Nr. 22.

C. W. Walker. *On the unit of the Birmingham wire-gauge, p. 215—246.*

Cl. J. Blake. *Sound in relation to the telephon, p. 247—259.*

F. A. Gower. *The telephone harp, p. 259—261.*

Savage. *Experiments regarding the telephone, p. 267—270.*

W. H. Preece. *The connection between sound and electricity, p. 270—292.*

J. Perry and W. E. Ayrton. *Note on electrolytic polarisation, p. 293—297.*

— *The resistance of galvanometer coil, p. 297—300.*

— *The resistance of the arc of the electric light, p. 300—302.*

O. Heaviside. *On electromagnets, p. 303—325.*

J. T. Bucknill. *Experiments on electrical resistance, p. 327—328.*

A. H. Schindler. *The common string telephone, p. 331.*

L. Clark. *On the Birmingham wire-gauge, p. 332—344.*

W. H. Preece. *Byrne's pneumatic battery, p. 382—391.*

Silliman Journal (3). 1878. XVI. Nov.

W. T. Sampson. *Spectrum of corona, p. 343—354.*

A. Edison. *The sonorous voltameter, p. 379—380.*

L'Elettricista. 1878. II. 10. Oct. bis 2. Dec.

L. Borlinetto. *Esperienze telephoniche e microphoniche, p. 605—616.*

A. Righi. *Il telefono che s'ascolta a distanza, p. 616—622.*

P. Volpicelli. *Risposta alle sperienze e ragionamenti del M. prof. G. Luvini intorno alla elettrostatica induzione, p. 646—650. 670—674. 702—707.*

Bulletino di Bibliografia e di storia delle scienze mathematiche e fisiche; publicato di B. Boncompagni. 1878. XI.

R. Caverni. *Notizie storiche intorno all' invenzione del termometro, p. 531—586.*

Separatabzüge.

F. Marco. *Applicazione del telefono allo studio delle correnti d'induzione (R. Acc. dell. Sc. di Tor. 27. Juni), 3 pp.*

Th. Erhard *und* **A. Stelzner.** *Ein Beitrag zur Kenntniss der Flüssigkeitseinschlüsse im Topas (Tschermak, Mineral-Mittheilungen. 1878), p. 450—458.*

Eingegangene Bücher.

W. Crookes. *On repulsion resulting from radiation. Vol. I (Papers read before the R. Soc. Dec. 11, 1873; April 22. 1875; Febr. 10. 1876. London 1877), 161 pp.*

Register.

Die mit einem Stern versehenen Citate beziehen sich auf Referate.

Namen der Herren Mitarbeiter für das Jahr 1878:

Dr. F. Auerbach in Breslau (F. A.).
Professor Braun in Marburg (Br.).
Dr. C. Councler in Tharandt (C.).
Dr. W. Feddersen in Leipzig (W. F.).
Professor Gebhardt in Leipzig (Gdt.).
Dr. E. Kalkowski in Leipzig (E. K.).
Dr. Lermantoff in St.-Petersburg (Lm.).
Dr. E. Less in Heidelberg (E. L.).
Dr. Lindenberg in Leipzig (Lbg.).
F. Nöllner in Leipzig (N.).
F. Roth in Leipzig (Rth.).
Professor R. Rühlmann in Chemnitz (R. R.).
„ G. Wiedemann in Leipzig (G. W.).
„ E. Wiedemann in Leipzig (E. W.).
Dr. von Zahn in Leipzig (Zn.).

Berichtigungen.

Seite 60 Z. 11 v. o. liess Röthig statt Böthig.
„ 63 „ 16 v. o. „ Cayley „ Cagley.
„ 64 „ 7 v. u. „ Müller „ Miller.
„ 109 „ 8 v. o. „ Thollon „ Thallon.
„ 293 „ 17 v. o. „ Romanis „ Romaine.
„ 415 „ 18 v. o. „ Lossen „ Lesser.
„ 575 „ 5 v. u. „ Lancaster statt Laucaster.
„ 670 „ 12 v. u. „ Sorby statt Sorley.

Zu dem Referat über Roiti Seite 381 ist nachzutragen: dass, wenn der sorgfältig mit Olivenöl benetzte Stab in filtrirtes und geschütztes Wasser getaucht wurde und darüber eine 2 mm dicke Schicht von frischem und filtrirtem Oel sich befand, die elastische Nachwirkung sich in hohem Grade nachweisen liess.

Ausser den besprochenen Schwingungen wurden auch aperiodische Bewegungen untersucht; für den Fall, dass das Oel allein vorhanden war, stimmten die Beobachtungen sehr gut mit der Formel der einfachen Reibung.

Die elastische Nachwirkung in Flüssigkeiten hält Stunden und Tage lang an.

